

РОЛЬ СПИНОВЫХ И ОРБИТАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ
ЯДЕРНОГО ТОКА
В ФОРМИРОВАНИИ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ
РЕЗОНАНСОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Н.Г.Гончарова

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

ВВЕДЕНИЕ	789
СТРУКТУРА ФОРМФАКТОРОВ ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР	792
Одночастичные $E1$ -переходы в легких ядрах. $E1$ -резонансы в сечениях электровозбуждения легких ядер	802
Одночастичные $E1$ -переходы в легких ядрах. $E1$ -резонансы в сечениях электровозбуждения легких ядер	803
Одночастичные $E1$ -переходы в легких ядрах. $E1$ -резонансы в сечениях электровозбуждения легких ядер	808
МАГНИТНЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР	813
Одночастичные формфакторы $M2$ -возбуждений $M2$ -резонансы электровозбуждения легких ядер	813
Одночастичные формфакторы $M2$ -возбуждений $M2$ -резонансы электровозбуждения легких ядер	816
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ОКТУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР	822
ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР	826
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	829
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	830

РОЛЬ СПИНОВЫХ И ОРБИТАЛЬНЫХ КОМПОНЕНТ ЯДЕРНОГО ТОКА В ФОРМИРОВАНИИ МУЛЬТИПОЛЬНЫХ РЕЗОНАНСОВ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Н.Г.Гончарова

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

Проведен микроскопический анализ вкладов орбитальных и спиновых компонент тока в мультипольные $1\hbar\omega$ -резонансы (e, e') -сечений возбуждения ядер $1p$ - и $1d-2s$ -оболочек. Прослежена зависимость поперечных формфакторов и их спиновых и орбитальных компонент от переданного ядру импульса для всех одночастичных переходов. Для некоторых переходов из $1p$ - и $1d-2s$ -оболочек выявлены эффекты деструктивной интерференции спиновых и орбитальных компонент. Предложен метод определения конфигурационной структуры волновых функций мультипольных возбужденных состояний. Зависимость средних энергий $E1$ -и $M2$ -резонансов (e, e') -сечений от переданного ядру импульса интерпретирована как результат изменений относительной роли орбитальной, спин-дипольной и спин-октупольной моды в мультипольных возбуждениях легких ядер.

Microscopic analysis of orbital and spin currents contributions to multipole $1\hbar\omega$ -resonances in (e, e') cross sections of p - and sd -nuclei has been performed. The dependence of transverse form factors and their spin and orbital components upon momentum transfer q was traced for all transitions. Destructive interference of orbital and spin components of nuclear current has been revealed for some single particle transitions from p - and sd -shells. The method for determination of the configuration structure of resonance wave function has been proposed for multipole excited states. The q -dependence of weighted mean energies of $E1$ and $M2$ resonances in (e, e') cross sections was explained by the interplay of orbital, spin-dipole and spin-octupole multipole modes.

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрый рост экспериментальной информации о структуре ядра и ядерных возбуждений в реакциях с различными пробными частицами, обозначившийся в последние 15—20 лет в связи с развитием экспериментальных возможностей ускорителей промежуточных энергий, поставил ряд серьезных проблем перед теорией ядра. Одной из них является адекватная интерпретация данных, полученных в достаточно широком диапазоне переданных импульсов q , когда полное сечение возбуждения ядра сформировано вкладами резонансов различных мультипольностей. Даже для легких ядер, где число входных состояний сравнительно невелико, разделение вкладов отдельных

мультипольных резонансов (МР) представляет трудную задачу. Еще более сложной проблемой является идентификация переходов, формирующих МР. Одним из путей определения квантовых чисел перехода и роли различных степеней свободы ядра в формировании функции возбуждения является анализ формфакторов электровозбуждения МР.

Электрон как пробная частица в исследованиях ядерной структуры обладает рядом хорошо зарекомендовавших себя преимуществ по сравнению с другими пробными частицами:

1) амплитуда электромагнитного взаимодействия, в отличие от сильного и слабого, известна с точностью расчетов квантовой электродинамики, что дает возможность обойтись без модельных предположений о гамильтониане взаимодействия;

2) электромагнитный характер взаимодействия электрона с ядром значительно облегчает интерпретацию результатов эксперимента по сравнению с данными по рассеянию адронов, поскольку в (e, e') -реакциях не происходит значительных нарушений структуры ядра-мишени, и малость константы электромагнитного взаимодействия позволяет ограничиться первым порядком теории возмущений;

3) отсутствует проблема разделения эффектов взаимодействия пробной частицы с ядром-мишенью и эффектов, связанных непосредственно со структурой самой мишени;

4) хотя все вышесказанное справедливо и для фотоядерных реакций, преимущество (e, e') -реакций заключается в том, что в случае взаимодействия электронов с ядром имеется возможность вариации переданного импульса q ; при рассеянии же реальных γ -квантов переданный ядру импульс равен энергии γ -кванта ω , которая, если пренебречь отдачей, является энергией возбуждения ядра (здесь и далее используется естественная система единиц ($\hbar = c = 1$; $1 \text{ фм}^{-1} \approx 198 \text{ МэВ}$)). Возможность вариации переданного импульса открывает широкие перспективы в исследовании ядерной структуры и возбужденных состояний ядра. На первом этапе исследования ядер в электромагнитных взаимодействиях данные экспериментов по упругому рассеянию электронов ($\omega = 0$) при различных переданных импульсах служили главным источником информации о распределениях плотности заряда и тока намагничивания в ядрах, находящихся в основном состоянии. Впоследствии новые экспериментальные возможности позволили, варьируя как q , так и ω , выделить и детально изучить положения и структуры ядерных возбуждений различных мультипольностей. Наконец, появление нового поколения ускорителей электронов промежуточных энергий с большой средней силой тока и близким к 100% D -фактором, а также использование более совершенной спектрометрической аппаратуры открыло новый этап исследования ядер в (e, e') -реакциях, значительно расширив диапазон охватываемых явлений и повысив надежность полученных экспериментальных данных. Увеличение

переданного ядру импульса примерно до 3 фм^{-1} при энергиях $\omega \leq 35 \text{ МэВ}$ вовлекает в возбуждение резонансы высших мультипольностей.

Идентификация мультипольности резонансного возбуждения обычно основывается на исследовании зависимости формфактора от переданного ядру импульса. Однако q -зависимости формфакторов МР разных мультипольностей для ряда переходов оказываются подобными. Зависимость формфакторов МР от переданного ядру импульса в сильной степени зависит от квантовых чисел переходов, доминирующих в волновой функции возбужденного состояния. В формировании функций ядерного отклика при рассеянии электронов на большие углы главная роль принадлежит матричным элементам взаимодействия электронов с внутриядерным током. Основными компонентами ядерного тока являются конвекционный нуклонный ток и спиновый ток намагничивания. Их интерференция при разных q и определяет сечение рассеяния электронов на большие углы. Относительная роль орбитальных и спиновых составляющих нуклонного внутриядерного тока в сечении электровозбуждения МР в сильной степени зависит от переданного ядру импульса. В области относительно больших переданных импульсов ($q > 1 \text{ фм}^{-1}$) и при больших углах рассеяния основной вклад в сечение возбуждения МР вносят спиновые составляющие нуклонного внутриядерного тока, существование которых обусловлено наличием у нуклона магнитного момента. В то же время при малых q значительную роль в формировании поперечной компоненты функции ядерного отклика играют конвекционные (орбитальные) моды возбуждения, связанные с распределением заряда и конвекционного тока в ядре. В то же время на эту общую тенденцию в распределении роли вкладов спиновых и орбитальных компонент нуклонного внутриядерного тока накладываются индивидуальные особенности, связанные с квантовыми числами переходов, доминирующих в формировании МР. Все это определяет необходимость детального анализа факторов, влияющих на формирование функции отклика ядра на мультипольное возбуждение. На уровне нуклонных степеней свободы это означает разделение вклада конвекционного внутриядерного тока и вклада тока намагничивания и выяснение их относительной роли при разных кинематических параметрах реакций. Поскольку ядерный ток намагничивания, в отличие от конвекционного, напрямую связан со спиновой компонентой нуклонного тока, в процессе микроскопического анализа структуры ядерных возбуждений реализуется возможность отделения спин-мультипольных мод возбуждения от конвекционных. Если последние являлись в течение многих лет объектом пристального изучения, прежде всего на примере гигантского дипольного ($E1$) резонанса в фотоядерных реакциях, то интерес к спиновым модам был стимулирован в основном в последнее время, благодаря открывшимся перспективам исследования мультипольных ядерных возбуждений при больших переданных импульсах.

Настоящая работа посвящена микроскопическому анализу вкладов спиновых и орбитальных компонент нуклонного тока в $1\hbar\omega$ -возбуждения мультипольных резонансов легких ядер. В спектрах возбуждений легких ядер наиболее ярко проявляются свойства одночастичных переходов, дающих вклады в мультипольные возбуждения, в то время как в более тяжелых ядрах особенности микроскопической структуры обычно подавляются коллективными эффектами, в результате чего затрудняется проверка возможностей различных моделей в описании экспериментальной картины.

Конкретные проявления вкладов спинового и орбитального токов в резонансы различных мультипольностей были проанализированы на примере реакций электровозбуждения. Ограничение только одним типом ядерных реакций не нарушает общности анализа, поскольку спин-угловая зависимость одночастичных операторов, ответственных за мультипольные возбуждения, является универсальной для целого ряда ядерных реакций.

Исследование вкладов спиновых и орбитальных мод возбуждения в мультипольные резонансы конкретных ядер может быть проведено лишь в рамках тех или иных модельных представлений. В данной работе использовались матричные элементы мультипольных операторов, полученные в многочастичной оболочечной модели, которая является последовательным методом микроскопического описания внутренних мод ядерных возбуждений. Расчет волновых функций возбужденных состояний ядер $1p$ - и $1d-2s$ -оболочек проводился в варианте "частица — состояние конечного ядра" (ЧСКЯ) многочастичной модели оболочек, позволяющем учесть распределение дырочных конфигураций по состояниям ядер $(A-1)$, генеалогически связанным с основным состоянием ядра A .

2. СТРУКТУРА ФОРМФАКТОРОВ ЭЛЕКТРОВОЗБУЖДЕНИЯ

Инклюзивное дифференциальное сечение электрона на ядре следующим образом связано с ядерными формфакторами [1—3]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2\sigma_M}{\eta_R} \left\{ \left(\frac{q_\mu^4}{q^4} \right) F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu^2}{q^2} \right) + tg^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) F_T^2(q, \omega) \right\}. \quad (1)$$

Здесь Θ — угол рассеяния электрона, $\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2(\Theta/2)}{4\varepsilon_1^2 \sin^4(\Theta/2)}$ — сечение рассеяния электрона на бесструктурном заряде (моттовское сечение), ε_1 — энергия первичного электронного пучка, $\eta_R = 1 + \frac{2\varepsilon_1 \sin^2(\Theta/2)}{M_T}$ — фактор отдачи, M_T — масса ядра-мишени, $q_\mu^2 = q^2 - \omega^2$ ($q = k_f - k_i \approx 2\varepsilon_1 \sin(\Theta/2)$ — переданный ядру импульс). Учитывая, что в (e, e') -реакциях, как правило, $q \gg \omega$

и поэтому $q_\mu^2 \approx q^2$, формулу (1) можно записать в виде

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \frac{Z^2\sigma_M}{\eta_R} \left\{ F_L^2(q, \omega) + \left(\frac{1}{2} + tg^2 \left(\frac{\Theta}{2} \right) \right) F_T^2(q, \omega) \right\}. \quad (2)$$

Для инклюзивных сечений вся информация о структуре ядра сосредоточена в продольном (кулоновском) и поперечном формфакторах F_L^2 и F_T^2 , которые связаны, соответственно, с плотностью заряда и плотностью ядерного тока посредством матричных элементов мультипольных операторов \hat{M}_J^{coul} и \hat{T}_J^{el} , \hat{T}_J^{mag} :

$$F_L^2 = \frac{4\pi}{Z^2} (2J_i + 1)^{-1} \sum_J | \langle J_f | \hat{M}_J^{\text{coul}} | J_i \rangle |^2, \quad (3)$$

$$F_T^2 = \frac{4\pi}{Z^2} (2J_i + 1)^{-1} \sum_J \left\{ | \langle J_f | \hat{T}_J^{\text{el}} | J_i \rangle |^2 + | \langle J_f | \hat{T}_J^{\text{mag}} | J_i \rangle |^2 \right\}, \quad (4)$$

где J_i , J_f — спины ядра в начальном и конечном состояниях,

$$\hat{M}_{JM}^{\text{coul}}(q) = \int d^3r j_J(qr) Y_{JM}(\Omega) \rho(r) \quad (5)$$

— мультипольный кулоновский оператор,

$$\hat{T}_{JM}^{\text{el}}(q) = \frac{1}{q} \int d^3r [\hat{\nabla} j_J(qr)] Y_{JM}(\Omega) J(r), \quad (6)$$

$$\hat{T}_{JM}^{\text{mag}}(q) = \int d^3r j_J(qr) Y_{JM}(\Omega) J(r). \quad (7)$$

Здесь $Y_{JM}^M = \sum \langle Jm1m' | JM \rangle Y_{JM} \bar{e}_{m'}$ — векторные сферические гармоники, $j_J(qr)$ — сферические функции Бесселя, $\rho(r)$ — оператор плотности заряда, $J(r)$ — оператор плотности ядерного тока, содержащий вклады конвекционного (орбитального) тока, спинового тока (тока намагничивания), а также токов, связанных с возбуждениями ненуклонных степеней свободы в ядре. В рассматриваемой области энергий возбуждения и переданных импульсов ($E \leq 35$ МэВ и $q \leq 2,5$ фм⁻¹) ненуклонные степени свободы проявляются в основном в форме мезонных обменных токов (МОТ). Результаты теоретических расчетов формфакторов мультипольных резонансов, которые обсуждаются ниже, получены без учета вкладов МОТ.

Продольный (кулоновский) формфактор F_L^2 можно представить в виде суммы по J мультипольных формфакторов $F_{C,J}^2$:

$$F_L^2(q) = \sum_J F_{C,J}^2(q). \quad (8)$$

Поперечный формфактор $F_T^2(q)$ является суммой мультипольных формфакторов электрических (EJ) и магнитных (MJ) переходов:

$$F_T^2(q) = \sum_J \{F_{EJ}^2(q) + F_{MJ}^2(q)\}. \quad (9)$$

Электрические и магнитные формфакторы не интерферируют между собой, поскольку соответствующие им мультипольные операторы имеют противоположные четности. Разделение вкладов продольного и поперечного формфакторов в инклюзивное сечение (e, e')-рассеяния может быть осуществлено двумя способами: исследованием зависимости сечения от Θ при фиксированных q и ω (см.[2]) (метод Розенблюта), а также измерением сечения при $\Theta = 180^\circ$, когда вклад продольного формфактора равен нулю:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} \right|_{\Theta=180^\circ} = \frac{Z^2\alpha^2}{4\varepsilon_1^2} \left(1 + \frac{2\varepsilon_1}{M_T}\right)^{-1} F_T^2(q, \omega). \quad (10)$$

Необходимо также учесть, что операторы (5)—(7) действуют не только в конфигурационном, но и в изоспиновом пространстве, являясь в последнем суммой изоскаляра и изовектора. С учетом приведения по изоспину T выражение для мультипольных формфакторов принимает вид

$$F_{KJ}^2 = \frac{4\pi}{Z^2} (2J_i + 1)^{-1} (2T_f + 1)^{-1} \times \\ \times |\langle T_i M_{T_i} T_0 | T_f M_{T_f} \rangle|^2 |\langle J_f T_f | \sum \hat{B}_{JT} | J_i T_i \rangle|^2, \quad (11)$$

где K соответствует E или M . При небольших энергиях первичного пучка и малых углах рассеяния, когда $q \approx \omega$, эксперименты по (e, e')-рассеянию содержат практически ту же информацию, что и фотоядерные реакции. Для фотоядерных реакций $q_\mu^2 = 0$, и сечение поглощения связано только с поперечным формфактором в точке $q = \omega$:

$$\int \sigma d\omega = \frac{Z^2 2\pi\alpha}{\omega} F_T^2(q = \omega), \quad (12)$$

где $\int \sigma d\omega$ — сечение поглощения, проинтегрированное по резонансу. В приближении точечных нуклонов матричные элементы мультипольных операторов (5)—(7) являются линейными комбинациями одночастичных операторов, построенных из операторов спина $\hat{\sigma}$, углового момента \hat{V} и сферических функций Y_{JM} :

$$\hat{M}_{JM}^{\text{coul}} = \sum_{i=1}^A \hat{e}_i j_J(r_i) Y_{JM}(\Omega_i), \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \hat{T}_{JM}^{\text{el}} = & \frac{q}{2M} \sum_{i=1}^A \left\{ \hat{g}_i j_J(qr_i) [Y_J(\Omega_i) \times \hat{\sigma}_i]_{JM} + \right. \\ & + \frac{2\hat{e}_i}{q} \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) [Y_{J-1}(\Omega_i) \times \hat{\nabla}_i]_{JM} - \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) [Y_{J+1}(\Omega_i) \times \hat{\nabla}_i]_{JM} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \hat{T}_{JM}^{\text{mag}} = & \frac{iq}{2M} \sum_{i=1}^A \left\{ \hat{g}_i \left(\sqrt{\frac{J+1}{2J+1}} j_{J-1}(qr_i) [Y_{J-1}(\Omega_i) \times \hat{\sigma}_i]_{JM} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \sqrt{\frac{J}{2J+1}} j_{J+1}(qr_i) [Y_{J+1}(\Omega_i) \times \hat{\sigma}_i]_{JM} \right) - \frac{2\hat{e}_i}{q} j_J(qr_i) [Y_J(\Omega_i) \times \hat{\nabla}_i]_{JM} \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь M — масса нуклона, \hat{e}_i и \hat{g}_i — операторы заряда и магнитного момента в пространстве изоспина:

$$\hat{e}_i = e_0 + e_1 \hat{\tau}_{3i}, \quad (16)$$

$$\hat{g}_i = \frac{g_p + g_n}{2} + \frac{g_p - g_n}{2} \hat{\tau}_{3i}, \quad (17)$$

где g_p и g_n — магнитные моменты протона и нейтрона в ядерных магнетонах. В большинстве расчетов использовались магнитные моменты несвязанных нуклонов. Влияние на результат расчета формфакторов использования "перенормированных" значений магнитных моментов, равных $g = 0,7$ величины перенормированных величин, будут обсуждаться ниже. Учет конечных размеров нуклона, необходимый при использовании формул (13)—(15), производится путем введения в правую часть формулы (11) формфактора f_{SN} [2]:

$$f_{SN} = \left(1 + \frac{q^2}{q_N^2} \right)^{-1}; \quad q_N = 855 \text{ МэВ}. \quad (18)$$

В расчетах $1p$ -оболочки использовалось также выражение для f_{SN} из работы [4]:

$$f_{SN}(q) = \frac{0,312}{1 + q^2/6,0} + \frac{1,312}{1 + q^2/15,02} - \frac{0,709}{1 + q^2/44,08} + \frac{0,085}{1 + q^2/154,2}. \quad (18')$$

При переданных импульсах q , не превышающих $2,0 \text{ фм}^{-1}$, оба варианта учета конечных размеров нуклона приводят к близким значениям формфакторов МР. Поправка, связанная с движением центра масс ядра, которую также

необходимо ввести в правую часть формулы (11), в приближении волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО) имеет вид [1]:

$$f_{cm}(q) = \exp \left[\frac{1}{A} \left(\frac{qb}{2} \right)^2 \right], \quad (19)$$

где b — параметр осциллятора. Изложенный выше формализм расчета мультипольных формфакторов построен в PWBA, и поэтому не учитывает эффекта искажения электронных волн в кулоновском поле ядра. Однако для ядер с небольшим Z искажения невелики, и их можно приближенно учесть, сравнивая результаты расчета в PWBA с экспериментальными точками, сдвинутыми вверх по оси q и являющимися, таким образом, функцией q_{eff} , которая связана с q соотношением [5]:

$$q_{\text{eff}} = q \left[1 + f(q) \left(\frac{Ze^2}{2\varepsilon_1 R} \right) \right], \quad (20)$$

где R — радиус сферы, эквивалентной ядру-мишени, $f(q)$ — эмпирически подбираемая функция переданного импульса q .

В (13)—(15) представлены спин-угловые операторы трех типов: $Y_{JM}(\Omega)$ соответствует взаимодействию пробной частицы с зарядом,

$$[Y_L \times \hat{\nabla}]_{JM} = \sum \langle Lm1\Lambda | JM \rangle Y_{Lm} \hat{\nabla}_\Lambda \quad (21)$$

соответствует взаимодействию с конвекционным током,

$$[Y_L \times \hat{\sigma}]_{JM} = \sum \langle Lm1\Lambda | JM \rangle Y_{Lm} \hat{\sigma}_\Lambda \quad (22)$$

соответствует взаимодействию со спиновым током. Целесообразность разделения спин-угловых и радиальных переменных объясняется тем, что спиновые и угловые зависимости матричных элементов одночастичных операторов имеют универсальный характер для электромагнитных, сильных и слабых взаимодействий, в то время как радиальная зависимость определяется динамикой конкретной реакции [6,7].

Анализ формул (14)—(15) показывает, что относительный вклад спиновых мод $j_L(qr)[Y_L \times \hat{\sigma}]_{JM}$ как в MJ -, так и в EJ -формфакторы растет при увеличении q . При этом если в длинноволновом пределе ($q \approx 0$) имеет место связь q -зависимостей продольного и поперечного электрических формфакторов (теорема Зигерта):

$$F_{EJ} |_{q=0} = \frac{\omega}{q} \sqrt{\frac{J+1}{J}} F_{CJ}, \quad (23)$$

то при более высоких q , когда в возбуждении EJ -мультиполей значительную роль начинают играть спиновые моды, поведение CJ - и EJ -формфакторов становится существенно различным.

Из (14)—(15) следует также, что в формировании EJ -резонансов принимает участие только один спиновый оператор $j_J(qr)[Y_J \times \hat{\sigma}]_{JM}$, в то время как спиновые моды MJ -переходов обусловлены двумя типами спиновых операторов: $j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$ и $j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$. Исключение в этом смысле составляют переходы с максимально возможным значением спина MJ_{\max} . В их возбуждении отсутствует вклад спинового оператора $j_{J+1}(qr)[Y_{J+1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$, а также конвекционного тока. Таким образом, переходы MJ_{\max} ($M4$ для ядер $1p$ -оболочки и $M6$ для $1d-2s$ -оболочки) обусловлены только спиновым оператором $j_{J-1}(qr)[Y_{J-1} \times \hat{\sigma}]_{JM}$. Тот же спин-угловой оператор доминирует и при возбуждении этих переходов в реакциях рассеяния адронов, что обеспечивает возможность совместного спектроскопического анализа результатов (e, e')-, (π, π')- и (N, N')-экспериментов [8,9].

Поскольку вид спин-угловых одночастичных операторов, генерирующих мультипольное возбуждение, не зависит от динамики взаимодействия, удобно провести отделение матричных элементов одночастичных операторов от спектроскопических особенностей состояний конкретных ядер. Мультипольные операторы \hat{T}_J^{el} , \hat{T}_J^{mag} являются линейными комбинациями произведений операторов, зависящих от пространственных и спин-угловых переменных, и изоспина:

$$\hat{B}_{JM} = \sum \hat{O}_{JM, TM}(i) \hat{r}_{TM_T}(i), \quad (24)$$

где \hat{O} — тензорный оператор ранга J , \hat{r}_T — операторы в пространстве изоспина. Характеристикой отклика ядра на возбуждение является мультипольная спектроскопическая амплитуда [6]:

$$Z_{J, TM_T}(j_f j_i) = (2J + 1)^{1/2} (2J_i + 1)^{-1/2} \langle J_f T_f M_T | [\hat{a}_f^+ \hat{a}_i]_J | J_i T_i M_T \rangle, \quad (25)$$

где \hat{a}^+ , \hat{a} — операторы рождения и поглощения.

Адекватное микроскопическое описание основного и возбужденных состояний ядер является одной из наиболее сложных проблем теоретической ядерной физики. Приближенные методы частично-дырочной версии многочастичной оболочечной модели дают удовлетворительные результаты для легких и средних ядер, близких к магическим. Одним из вариантов модели оболочек является подход, позволяющий учесть распределение дырочных состояний по уровням конечного ядра. Он был предложен в работе [10] и позволил провести расчеты волновых функций возбужденных состояний для ядер с числом нуклонов от 7 до 15, в том числе для ядер с основными состояниями, весьма далекими от заполненных оболочек [11—17]. В дальнейшем изложении этот вариант многочастичной оболочечной модели, соответствующий для

ядра с A нуклонами введению в расчет базисных конфигураций, построенных в виде произведения волновых функций нуклона и конечного ядра $A-1$ ("частица — состояние конечного ядра"), будет обозначаться как ЧСКЯ. Результаты расчетов формфакторов конкретных ядер, приведенные далее, были получены главным образом в варианте ЧСКЯ многочастичной модели оболочек для мультипольных резонансов, соответствующих $1\hbar\omega$ -возбуждениям. В представлении ЧСКЯ спектроскопическая амплитуда имеет следующий вид:

$$Z_{J,T}(j'j) = (2T+1)^{1/2}(2T_i+1)^{1/2}(2J_f+1)^{1/2} \langle T_i M_{T_i} T M_T | T_f M_{T_f} \rangle \times \\ \times N \sum \alpha_f^{J'j'} C_i^{J'j} (-1)^k W(J_i J_f j j'; J J') W\left(T_i T_f \frac{1}{2} \frac{1}{2}; T T'\right), \quad (26)$$

где N — число нуклонов в оболочке, $\alpha_f^{J'j'}$ — коэффициенты разложения волновой функции возбужденного состояния по базисным конфигурациям, $C_i^{J'j}$ — генеалогические коэффициенты для основного состояния ядра-мишени, $k = J' + j_f - J_i - J + T' - T_i + \frac{1}{2} - T$.

Приведенный матричный элемент оператора (24) в пространстве ядерных волновых функций может быть выражен через спектроскопические амплитуды и матричные элементы одночастичных операторов в пространстве нуклонных волновых функций:

$$\langle J_f T_f \| \hat{B}_{JT} \| J_i T_i \rangle = \sum \langle j_f \| \hat{O}_J(i) \| j_i \rangle \sqrt{(2J_i+1)} Z_{J,T}. \quad (27)$$

В приближении ВФГО матричные элементы мультипольных операторов (5)—(7) имеют следующий вид [3]:

$$\langle j_f \| \hat{M}_{JT}^{\text{conl}} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{q^2}{8M^2}\right) (1 - 2g_\nu) y^{\frac{1}{2}} e^{-y} P_{CJ}(y); \quad (28)$$

$$\langle j_f \| \hat{M}_{JT}^{\text{el}} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM}\right) y^{\frac{J-1}{2}} e^{-y} P_{EJ}(y); \quad (29)$$

$$\langle j_f \| \hat{M}_{JT}^{\text{mag}} \| j_i \rangle = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/2} \left(\frac{1}{bM}\right) y^{\frac{1}{2}} e^{-y} P_{MJ}(y); \quad (30)$$

где $y = \left(\frac{qb}{2}\right)^2$. Явный вид полиномов $P(y)$ для $1\hbar\omega$ -переходов в ядрах 1р-оболочки приведен в табл.1, из которой следует ряд характерных особенностей формфакторов $1\hbar\omega$ -возбуждений. В частности, все поперечные мультипольные формфакторы, за исключением $M4$ -возбуждений, содержат вклады как спиновых операторов, так и операторов, связанных с конвекционным

Таблица 1. Матричные элементы мультипольных операторов $1\hbar\omega$ -возбуждений в $1p$ -оболочке

$$\langle l\frac{1}{2}j\|\hat{O}\|l'\frac{1}{2}j'\rangle = \sqrt{\frac{4\pi}{2}} C_J \langle j\|\hat{O}\|j'\rangle$$

		\hat{M}_J^{conl}	\hat{T}_J^{el}	\hat{T}_J^{mag}
		$\sqrt{\frac{3}{4\pi}}(1 + \frac{q^2}{8M^2})(1 - 2g_\nu)y^{\frac{1}{2}}e^{-y}$	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\frac{1}{bM}y^{\frac{J-1}{2}}e^{-y}$	$\sqrt{\frac{3}{4\pi}}\frac{1}{bM}y^{\frac{J}{2}}e^{-y}$
		$\langle j\ \hat{O}\ j'\rangle$		
	ΔT	$1p_{3/2}$		
		$1d_{5/2}$	$1d_{3/2}$	$2s_{1/2}$
C1	1	$2(1 - \frac{2}{5}y)$	$-\frac{2}{3}(1 - \frac{2}{5}y)$	$\frac{2\sqrt{2}}{3}(1-y)$
	0	$\sqrt{\frac{2}{3}}(1 - \frac{2}{5}y)$	$-\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}(1 - \frac{2}{5}y)$	$\frac{2}{3\sqrt{3}}(1-y)$
E1	1	$-\sqrt{2}[(1 - \frac{4}{5}y) + g_\nu y(\frac{2}{5}y - 1)]$	$\frac{\sqrt{2}}{3}[(1 - \frac{4}{5}y) + 4g_\nu y(1 - \frac{2}{5}y)]$	$-\frac{2}{3}[(1+y) + g_\nu y(1-y)]$
	0	$-\frac{1}{\sqrt{3}}[(1 - \frac{4}{5}y) + g_s y(\frac{2}{5}y - 1)]$	$\frac{1}{3\sqrt{3}}[(1 - \frac{4}{5}y) + 4g_s y(1 - \frac{2}{5}y)]$	$\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}[(1+y) + g_s y(1-y)]$
M2	1	$-\frac{2\sqrt{70}}{15}[1 + g_\nu(\frac{3}{2} - \frac{5}{7}y)]$	$\frac{2\sqrt{30}}{15}(1 - g_\nu)$	$-\frac{2}{\sqrt{3}}g_\nu(1-y)$
	0	$-\frac{2\sqrt{35}}{15\sqrt{3}}[1 + g_s(\frac{3}{2} - \frac{5}{7}y)]$	$\frac{2\sqrt{5}}{15}(1 - g_s)$	$-\frac{\sqrt{2}}{3}g_s(1-y)$
C3	1	$-\frac{4\sqrt{6}}{15}$	$\frac{4}{5}$	
	0	$-\frac{4}{15}$	$\frac{4}{5\sqrt{6}}$	
E3	1	$\frac{4\sqrt{2}}{15}(1 - \frac{1}{2}g_\nu y)$	$-\frac{4\sqrt{3}}{15}(1 + 2g_\nu y)$	
	0	$\frac{4}{15\sqrt{3}}(1 - \frac{1}{2}g_s y)$	$-\frac{4}{15\sqrt{2}}(1 + 2g_s y)$	
M4	1	$\frac{2\sqrt{14}}{7}g_\nu$		
	0	$\frac{2\sqrt{7}}{7\sqrt{3}}g_s$		
	ΔT	$1p_{1/2}$		
		$1d_{5/2}$	$1d_{3/2}$	$2s_{1/2}$
C1	1		$\frac{2\sqrt{5}}{3}(1 - \frac{2}{5}y)$	$\frac{2}{3}(1-y)$
	0		$\frac{\sqrt{10}}{3\sqrt{3}}(1 - \frac{2}{5}y)$	$\frac{\sqrt{2}}{3\sqrt{3}}(1-y)$
E1	1		$\frac{\sqrt{10}}{3}[(1 - \frac{4}{5}y) - g_\nu y(1 - \frac{2}{5}y)]$	$\frac{\sqrt{2}}{3}[(1+y) + 2g_\nu y(1-y)]$
	0		$\frac{\sqrt{5}}{3\sqrt{3}}[(1 - \frac{4}{5}y) - g_s y(1 - \frac{2}{5}y)]$	$\frac{1}{3\sqrt{3}}[(1+y) + 2g_s y(1-y)]$
M2	1	$-\frac{4}{3\sqrt{5}}[1 - g_\nu(3-y)]$	$-\frac{2\sqrt{2}}{15}[1 - g_\nu(\frac{1}{2} - y)]$	
	0	$-\frac{2\sqrt{2}}{3\sqrt{15}}[1 - g_s(3-y)]$	$-\frac{2}{15\sqrt{3}}[1 - g_s(\frac{1}{2} - y)]$	
C3	1	$-\frac{2\sqrt{30}}{15}$		
	0	$-\frac{2\sqrt{5}}{15}$		
E3	1	$\frac{2\sqrt{10}}{15}(1 + 2g_\nu y)$		
	0	$\frac{2\sqrt{5}}{15\sqrt{3}}(1 + 2g_s y)$		

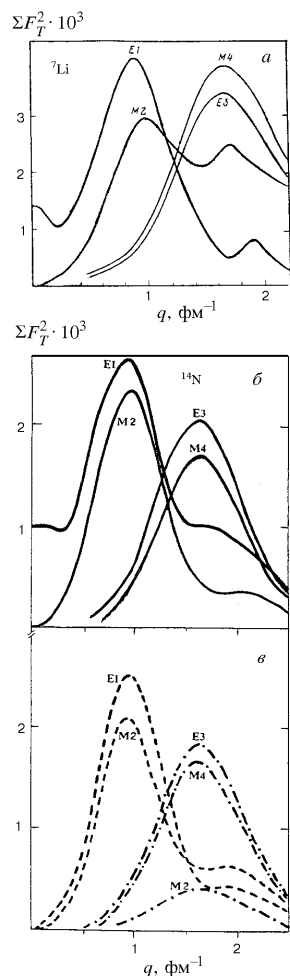


Рис. 1. Квадраты суммарных поперечных формфакторов $1\hbar\omega$ -возбуждений ядер ${}^7\text{Li}$ (а) и ${}^{14}\text{N}$ (б) (сплошные кривые). Штриховые линии — вклады спин-дипольных мод возбуждения, штрихпунктирные — вклады спин-октупольных мод в мультипольные резонансы ядра ${}^{14}\text{N}$ (в) [20]

током. При этом в формировании спиновых мод $1\hbar\omega$ -возбуждений ядер $1p$ -оболочки принимают участие спин-дипольные $j_1(qr)[Y_1 \times \hat{\sigma}]_{JM}$ и спин-октупольные $j_3(qr)[Y_3 \times \hat{\sigma}]_{JM}$ операторы. Спиновые компоненты $E1$ -возбуждения генерируются только спин-дипольным оператором, $E3$ - и $M4$ -возбуждения — только спин-октупольными, а в возбуждении $M2$ -переходов участвуют спиновые операторы обоих типов. Поскольку $(g_v/g_s)^2 \approx 29$, в (e, e') -реакциях выявляются главным образом изовекторные $(T_f = T_i + 1)$ -возбуждения ядра.

Расчеты матричных элементов формфакторов одночастичных переходов, результаты которых приведены ниже, проведены с использованием волновых функций гармонического осциллятора (ВФГО). Расчеты, в которых используются более реалистичные нуклонные волновые функции, полученные в яме конечной глубины, например, в потенциале Вудса — Саксона (ВФВС), приводят к появлению дополнительного экстремума при $q > 3 \text{ фм}^{-1}$, а также к эффективному уменьшению величин формфакторов [18,19]. Однако в области $q < 2,5 \text{ фм}^{-1}$ экспериментальные q -зависимости формфакторов неплохо описываются расчетами с ВФГО.

Поведение суммарных формфакторов $1\hbar\omega$ -переходов для ядер начала и конца p -оболочки проиллюстрировано на рис.1 на примере ${}^7\text{Li}$ и ${}^{14}\text{N}$ [20]. Положение экстремумов суммированных формфакторов практически не зависит от конкретного ядра, а определяется типом операторов, генерирующих возбуждения данной мультипольности.

К примеру, в возбуждении $E1$ - и $M2$ -переходов при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$ (первый максимум $M2$ -резонанса и спин-изоспинового $E1$ -резонанса) доминирует спин-дипольный оператор $j_1(qr)[Y_1 \times \hat{\sigma}]_{JM}$, в результате чего суммарные формфакторы этих переходов в указанной области переданных импульсов имеют весьма близкие q -зависимости.

Такая же ситуация имеет место и для $E3$ - и $M4$ -переходов, которые обусловлены действием

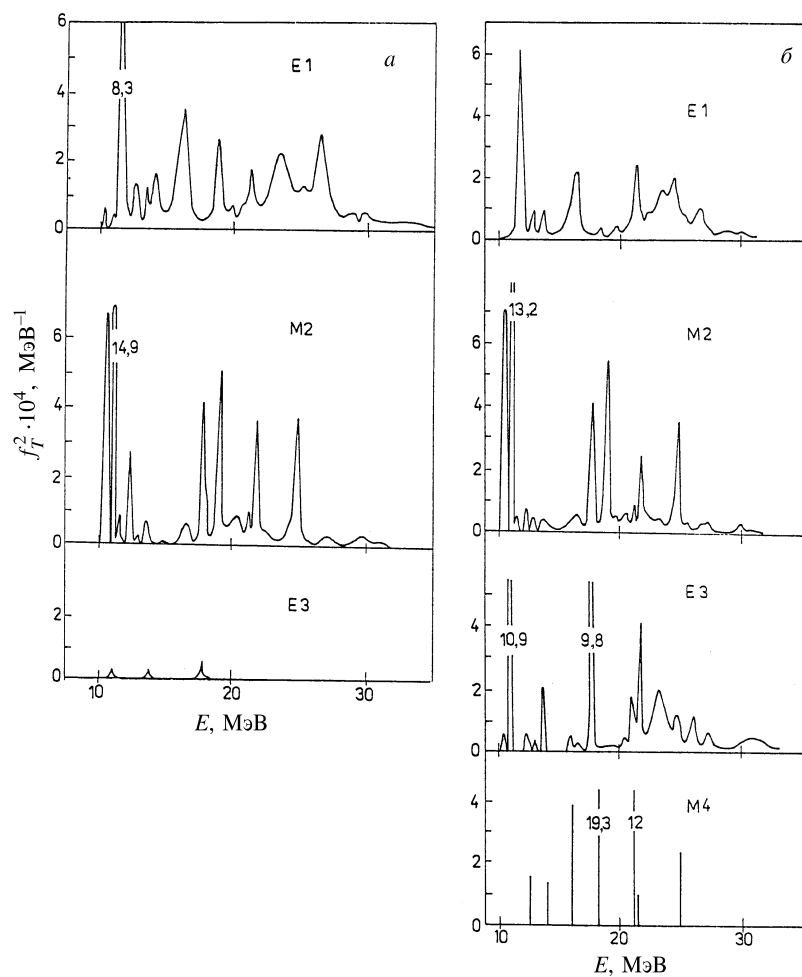


Рис. 2. Распределение интенсивностей мультипольных $1\hbar\omega$ -возбуждений ядра ^{15}N по энергиям при переданных ядру импульсах $0,7 \text{ фм}^{-1}$ (а) и $1,3 \text{ фм}^{-1}$ (б) [16]

спин-октупольного оператора $j_3(qr)[Y_3 \times \hat{\sigma}]_{JM}$. (Необходимо отметить, что подобие q -зависимостей EJ - и $M(J+1)$ -формфакторов не является препятствием для их экспериментального разделения, т.к. электрические мультиполи, в отличие от магнитных, имеют продольные составляющие CJ .) Спин-октупольный оператор играет также существенную роль в формировании второго максимума формфактора $M2$ -возбуждений, где он действует совместно со спин-дипольным оператором.

Заполненность подоболочек, не оказывая заметного влияния на q -зависимости мультипольных формфакторов, проявляется существенным образом в соотношении их величин. Так, например, суммарный формфактор $M4$ -возбуждения ядра ${}^7\text{Li}$ превышает по величине суммарный $E3$ -формфактор, в то время как для ${}^{14}\text{N}$, а также для ${}^{15}\text{N}$ [16] ситуация противоположна. Это объясняется тем, что в возбуждение $E3$ -мультиполей, в отличие от $M4$, определенный вклад вносят переходы из подоболочки $1p_{1/2}$, вероятность которых возрастает для ядер конца $1p$ -оболочки.

На рис.2 на примере ядра ${}^{15}\text{N}$ показано энергетическое распределение мультипольных формфакторов для двух значений переданного ядру импульса $q=0,7 \text{ фм}^{-1}$ и $q=1,3 \text{ фм}^{-1}$ по данным работы [16]. В расчете на базе ЧСКЯ были учтены распадные ширины резонансных состояний. Хорошо видно изменение относительного вклада состояний разной мультипольности в суммарное сечение рассеяния электронов назад. В области переданных импульсов $1,3 \text{ фм}^{-1}$ и выше вклад орбитального тока в поперечные формфакторы МР-электровозбуждения практически отсутствует, в формировании функций ядерного отклика участвуют спиновые компоненты нуклонного тока и мезонные обменные токи. Роль МОТ в формировании мультипольных резонансов является открытым вопросом. В работе [21] вклад МОТ в $M1$ -изовекторный формфактор ядра ${}^{28}\text{Si}$ оценивается равным примерно 25 % силы перехода. Изучение поведения поперечных формфакторов вблизи тех недифракционных минимумов, где вклады спиновых и орбитальных компонент нуклонного тока взаимно компенсируют друг друга, является одним из наиболее перспективных методов выяснения роли ненуклонных степеней свободы ядра в формировании мультипольных резонансов.

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДИПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Анализ вкладов спиновых и орбитальных компонент нуклонного внутриядерного тока в поперечные формфакторы ядер $1p$ - и $1d-2s$ -оболочек основывается на исследовании структуры одночастичных формфакторов $1\hbar\omega$ -переходов, формирующих МР. Поскольку одни и те же одночастичные конфигурации входят в волновые функции МР разных ядер одной оболочки, на графиках формфакторов одночастичных возбуждений будут в дальнейшем

указаны величины \mathbf{F} , связанные с формфакторами F формулы (4) соотношением:

$$\mathbf{F} = \frac{Z}{(4\pi)^{1/2}} (J_i + 1)^{1/2} F. \quad (31)$$

Величины \mathbf{F} не зависят от характеристик ядра и для одночастичных переходов равны матричным элементам мультипольных операторов, умноженным на поправки f_{SN} (18) и f_{cm} (19).

3.1. Одночастичные $E1$ -переходы в легких ядрах. Поведение формфакторов одночастичных $E1$ -переходов из $1p$ -оболочки и вклады в них орбитальных и спиновых компонент показаны на рис.3. На рис.4 даны квадраты тех же формфакторов в логарифмическом масштабе совместно с продольными $C1$ -формфакторами. Измерение продольного и поперечного формфакторов одного и того же мультипольного возбуждения EJ не только позволяет отделить друг от друга близкие по энергии МР электрического и магнитного типов, но в ряде случаев может помочь идентификации доминирующего в формировании МР одночастичного перехода. Сравнение q -зависимостей $E1$ -формфакторов переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ является примером такой возможности. В первом переходе вклады в формфактор орбитальных токов, генерируемых операторами $[Y_0 \times \hat{V}]_1$ и $[Y_2 \times \hat{V}]_1$ (в дальнейшем обозначаются как $B0$ - и $B2$ -компоненты), значительны при малых переданных импульсах, когда они формируют главный максимум фотоядерного ГДР (гигантского дипольного резонанса). В области $q < 0,3 \text{ фм}^{-1}$ вклады орбитальных токов доминируют над вкладами спиновых для всех переходов. Для второго перехода вклад орбитального тока пренебрежимо мал даже при низких q , формфактор перехода образован практически только спиновой компонентой тока. Среди остальных $E1$ -переходов из $1p$ -оболочки наибольшие значения матричных элементов операторов орбитальных компонент тока у перехода $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Результатом именно этого распределения матричных элементов орбитальных токов $E1$ -возбуждения является хорошо известное преобладание вкладов переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ в волновых функциях ГДР. Переходы $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ дают второй по относительной величине вклад в сечения фотоядерного гигантского резонанса [12,15].

Рост переданного ядру импульса приводит к увеличению абсолютного значения матричного элемента спинового тока, генерируемого спин-угловым оператором $[Y_1 \times \hat{\sigma}]_1$ (далее обозначаемого как $A1$). Интерференция орбитальных и спиновых компонент для некоторых одночастичных переходов является деструктивной и приводит к появлению нулей соответствующих формфакторов. Эти особенности проявляются в виде минимумов квадратов формфакторов (рис.4), имеющих недифракционное происхождение. Примером такой особенности является минимум F^2 для перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ при $q \approx 0,5 \text{ фм}^{-1}$, являющийся результатом интерференции вкладов орби-

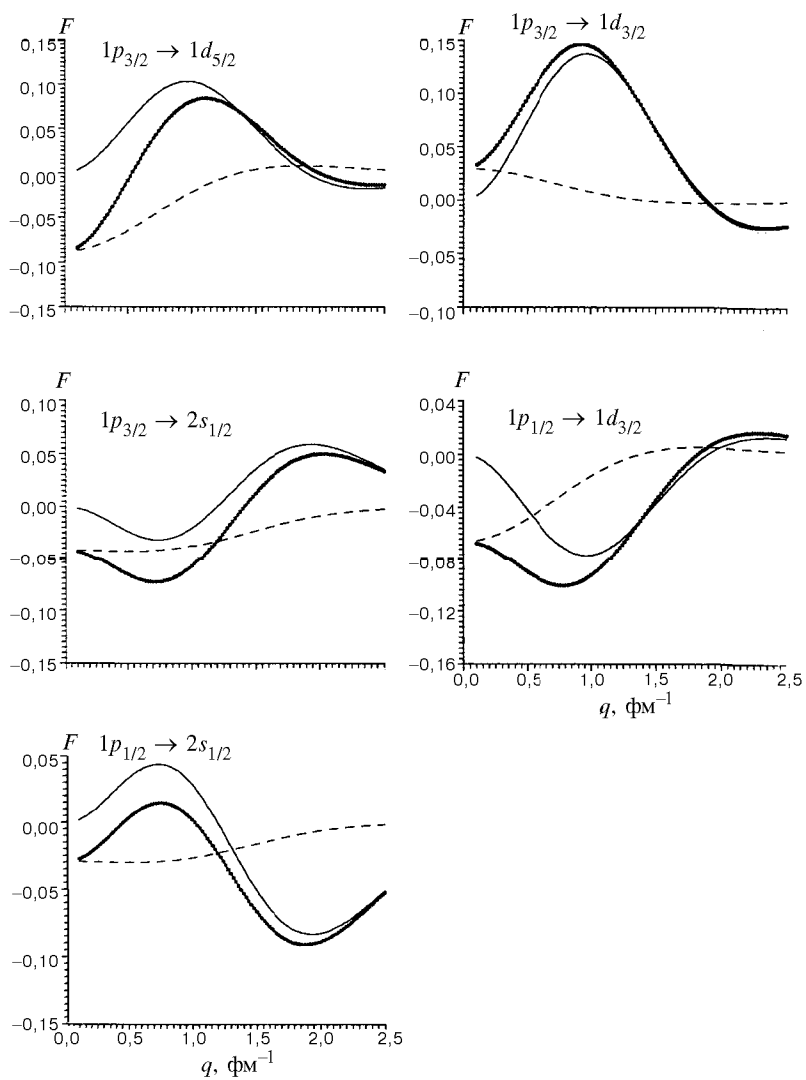


Рис. 3. Формфакторы одночастичных $E1$ -переходов в ядрах $1p$ -оболочки: тонкие сплошные линии — вклады спинового тока в формфактор; штриховые — вклады орбитального тока; толстые сплошные — $E1$ -формфакторы (расчет с осцилляторным параметром $b = 1,67 \text{ fm}^{-1}$)

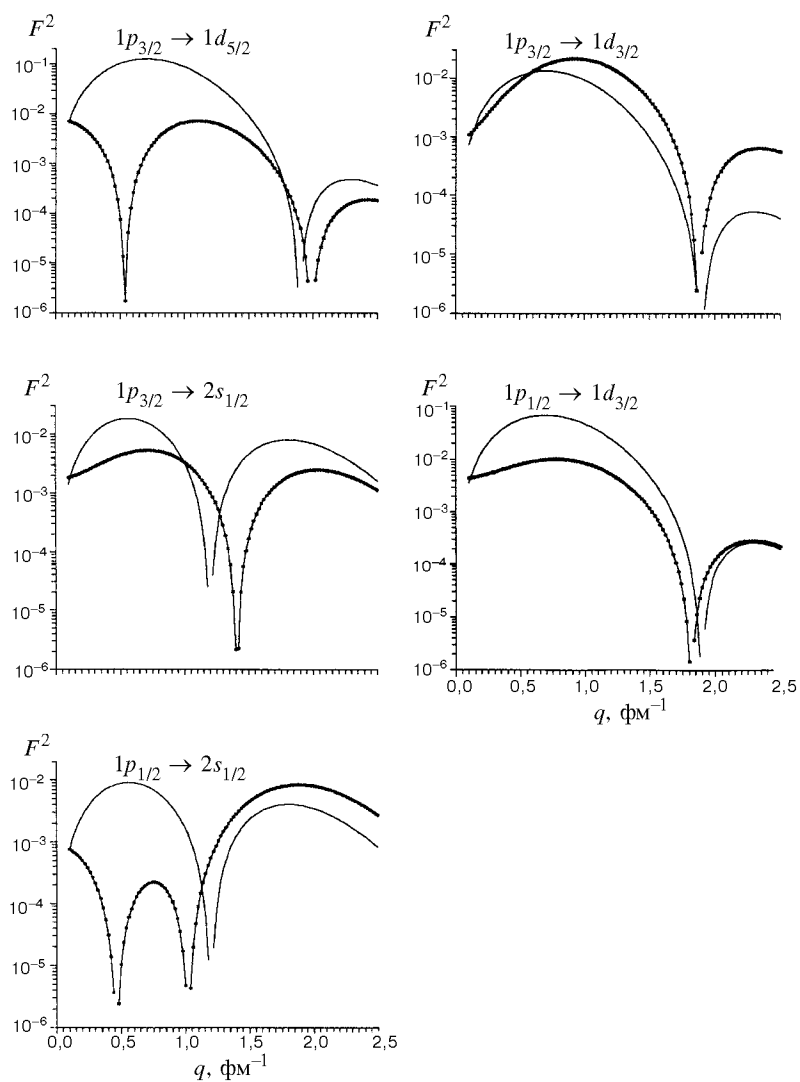


Рис. 4. Квадраты поперечных $E1$ -формфакторов (толстые линии) и продольных $C1$ -формфакторов (тонкие линии) одночастичных переходов в ядрах $1p$ -оболочки (осцилляторный параметр $b = 1,67 \text{ фм}^{-1}$)

тальных и спиновых компонент и прохождения через нуль соответствующего формфактора. Аналогичная ситуация проявляется в поведении формфактора перехода $1p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$, где интерференция вкладов двух токов также приводит к появлению недифракционной особенности.

С ростом переданного импульса относительная роль спиновых токов в формфакторах растет. Выше $q = 1,0 \text{ фм}^{-1}$ влияние орбитального нуклонного тока на поведение формфакторов проявляется лишь в смещениях дифракционных минимумов (рис.4). Следует подчеркнуть, что минимумы продольных формфакторов CJ (рис.4) совпадают с минимумами вкладов спинового тока в формфакторе EJ -перехода и являются в обоих случаях следствиями прохождения через нуль матричных элементов сферической функции Бесселя $j_J(qr)$. Для всех пяти одночастичных $E1$ -переходов из $1p$ -оболочки характерно наличие дифракционного минимума при $q > 1 \text{ фм}^{-1}$, точное положение которого в каждом случае зависит от конкретного вида полинома $P_{EJ}(y)$. Анализ поведения формфакторов одночастичных $C1$ - и $E1$ -переходов (рис.4) показывает, что соотношение величин продольного и поперечного формфакторов зависит как от переданного импульса q , так и от конкретного одночастичного перехода. Так, для переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ в области $q \approx 1,2 \text{ фм}^{-1}$ деструктивная интерференция спиновой и конвекционной мод приводит к тому, что формфакторы этих $E1$ -переходов имеют первый минимум примерно в районе максимума одночастичного $C1$ -формфактора. Другим следствием деструктивной интерференции является то, что абсолютные величины формфакторов этих двух $E1$ -переходов вблизи максимумов оказываются значительно меньше величин соответствующих продольных формфакторов $C1$, в то время как в остальных случаях первые максимумы одночастичных формфакторов $C1$ и $E1$ имеют сравнимые величины. Соотношение F_{C1}^2/F_{E1}^2 для отдельных резонансов является величиной, чувствительной к деталям конфигурационной структуры дипольных возбуждений. Сравнение q -зависимостей продольных и поперечных формфакторов в области переданных импульсов меньше 1 фм^{-1} может, таким образом, помочь идентифицировать квантовые числа перехода, доминирующего в волновой функции МР. В ядрах $1d-2s$ -оболочки поперечные формфакторы $E1$ -переходов имеют несколько более сложную структуру, чем для более легких ядер. Этот факт является следствием более высоких степеней полиномов $P_J(y)$ в (28)–(30). На рис.5 показаны q -зависимости квадратов формфакторов для всех $1\hbar\omega$ -одночастичных переходов из $1d-2s$ -оболочки. Как и для ядер $1p$ -оболочки, интерференция орбитальных и спиновых компонент тока приводит к появлению недифракционных минимумов в графиках формфакторов некоторых одночастичных переходов. Эти особенности расположены при переданных импульсах $q < 1 \text{ фм}^{-1}$, когда вклад орбитальных компонент в поперечный формфактор некоторых переходов достаточно велик, а знаки орбиталь-

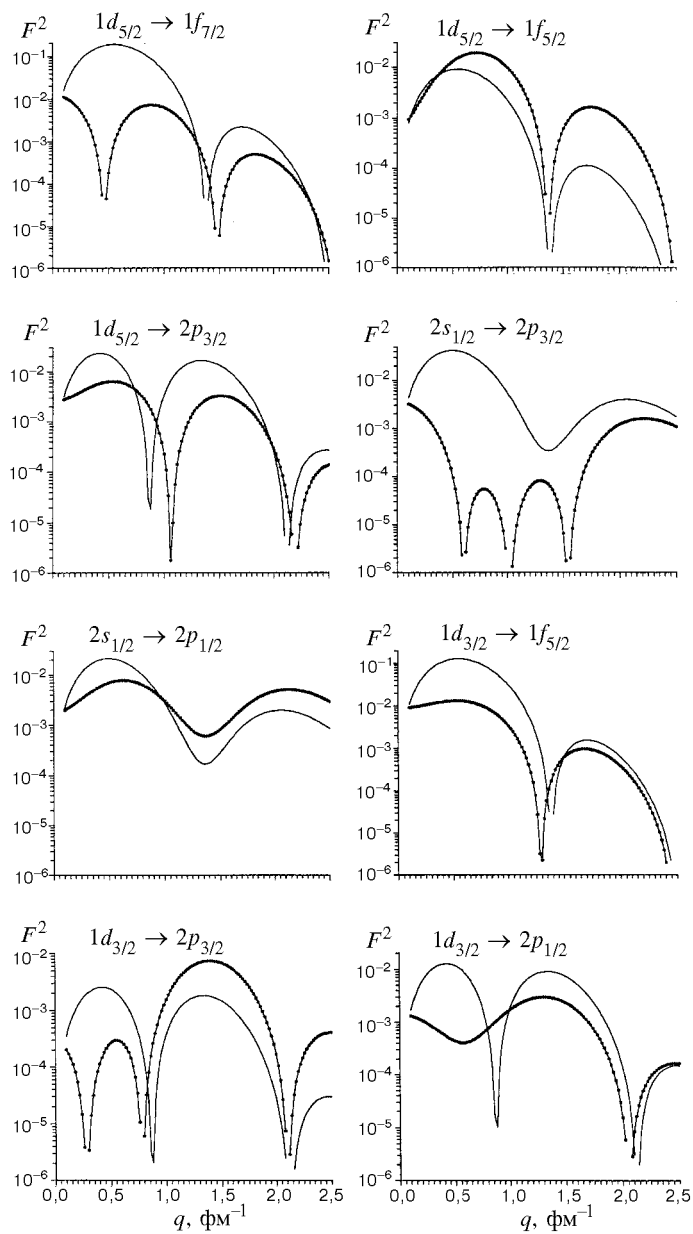


Рис. 5. Квадраты одночастичных формфакторов дипольных возбуждений ядер $1d-2s$ -оболочки. Обозначения те же, что на рис.4 (расчет с осциляторным параметром $b=1,85 \text{ фм}^{-1}$)

ной и спиновой компонент противоположны. К таким переходам относятся $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$, $2s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ и $1d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$, где деструктивная интерференция орбитальных и спиновых компонент приводит к резкому контрасту в поведении продольных и поперечных формфакторов одного и того же возбуждения.

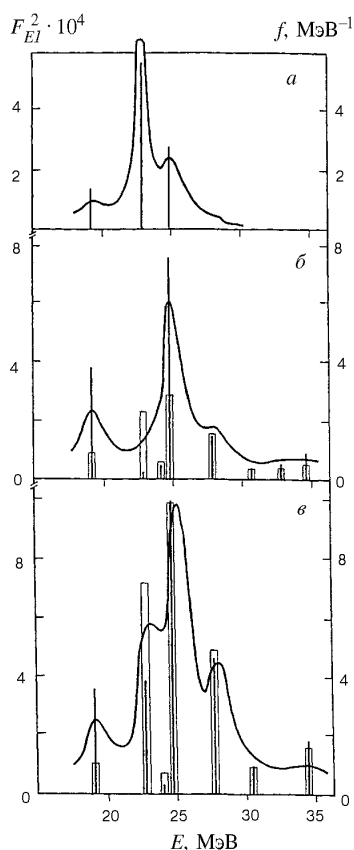


Рис. 6. Распределение по энергиям формфакторов $E1$ -возбуждений ядра ^{12}C при переданных импульсах 0,2 (а), 0,5 (б) и 1,0 fm^{-1} (в) [24]. Сплошные прямые — формфакторы без учета ширин, столбики — вклады спинового тока. Кривые — $E1$ -формфакторы с учетом распадных ширин (шкала справа)

3.2. $E1$ -резонансы в сечениях электро-возбуждения легких ядер.

Возбуждение электрических дипольных ($E1$) резонансов в фотоядерных реакциях связано, как известно, с действием оператора $\hat{\tau}_3 r Y_1(\Omega)$, и, следовательно, в таких реакциях проявляется практически только бесспиновая часть внутриядерного нуклонного тока. В случае (e, e')-реакций при небольших переданных импульсах ($q < 0,3 \text{ fm}^{-1}$) ситуация аналогична: в формировании $E1$ -возбуждений главную роль играют бесспиновые операторы $\hat{\tau}_3 j_0(qr)[Y_0 \times \hat{\nabla}]_1$ и $\hat{\tau}_3 j_2(qr)[Y_2 \times \hat{\nabla}]_1$ (см. (14)), отражающие вклады конвекционного тока движения зарядов. Однако при дальнейшем увеличении q начинает расти вклад спиновой компоненты нуклонного тока, связанной с действием спин-дипольного оператора $\hat{\tau}_3 j_1(qr)[Y_1 \times \hat{\sigma}]_1$. Таким образом, реакции электровозбуждения, в отличие от фотоядерных реакций, предоставляют возможность исследования спиновой моды $E1$ -резонанса.

Для (e, e')-реакций дипольного электро-возбуждения существует возможность раздельного изучения спиновых и бесспиновых компонент электрических дипольных мод, поскольку в поперечные $E1$ -формфакторы вносят вклады как спиновая, так и конвекционная компоненты, а продольные $E1$ -формфакторы обусловлены практически только бесспиновыми модами.

Проведенный в работах [22—25] микроскопический анализ $E1$ -резонансов в реакциях электровозбуждения показал, что спиновые компоненты $E1$ -возбуждений наиболее ярко проявляются в виде максимума по-

перечного формфактора, расположенного примерно при $q=0,8 \div 1,2 \text{ фм}^{-1}$ и, как правило, локализованного несколько выше по энергии, чем главный максимум "фотоядерного" дипольного резонанса. Эти $E1$ -возбуждения получили название спин-изоспинового или трансверсального дипольного резонанса.

Таблица 2. Средние энергии $E1$ -резонансов в ядрах $1p$ -оболочки

Ядро	T_f	$\bar{E} = (\sum F_i^2 E_i) / F_i^2$ (МэВ)		
		$q = 0,2 \text{ фм}^{-1}$	$q = 0,5 \text{ фм}^{-1}$	$q = 1,0 \text{ фм}^{-1}$
^{12}C	1	23,4	24,6	25,4
^{14}C	1	17,9	18,8	20,0
	2	28,4	30,4	29,6

Анализ относительных вкладов спиновой и конвекционной мод дипольных возбуждений представляется естественным начать с ядра ^{12}C , имеющего в рамках ЧСКЯ наиболее простую конфигурационную структуру основного состояния. Базис ЧСКЯ в расчетах возбужденных состояний этого ядра был расширен путем включения в него конфигураций ($J'T'E'$), генеалогически связанных не только с основным, но и с первым возбужденным состоянием. Результаты проведенного в ЧСКЯ расчета $E1$ -возбуждений для ядра ^{12}C [25] приведены на рис.6, где показано энергетическое распределение поперечных формфакторов $E1$ -переходов при трех значениях переданного импульса q . При $q = 0,2 \text{ фм}^{-1}$ картина дипольных возбуждений очень близка к распределению сечений фотоядерной реакции [10,12,26], которое соответствует "фототочке" поперечного формфактора ($q = \omega$). При небольших переданных импульсах в сечении неупругого рассеяния электронов доминирует пик гигантского дипольного резонанса 1^- , $T_f = 1$, $E = 22,8 \text{ МэВ}$, в волновой функции которого, согласно [10], преобладает конфигурация $|(3/2)_1(1d_{5/2}) >$. Такая конфигурационная структура возбужденного состояния должна, согласно рис.3, приводить к наличию минимума формфактора при $q \approx 0,5 \text{ фм}^{-1}$. Состояния 1^- , в волновых функциях которых с большими амплитудами присутствуют конфигурации, соответствующие переходу $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, должны давать значительный вклад в сечение не только в районе "фототочки", но и при переданных импульсах $q \approx 0,7 - 1,5 \text{ фм}^{-1}$ (см. рис.6), когда возбуждение $E1$ -резонансов обусловлено вкладами спин-дипольного оператора. В то же время при $q > 0,3 \text{ фм}^{-1}$ не только начинают расти вклады спин-дипольных мод в целом (рис.5), но и увеличивается в сечении роль $E1$ -возбуждений, обусловленных "спин-флиповым" переходом $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. В результате происходит сдвиг средневзвешенной энергии дипольных переходов вверх по энергии возбуждения (табл.2), и уже при $q = 0,5 \text{ фм}^{-1}$ главный максимум функции энергетического распределения поперечных $E1$ -формфакторов ядра ^{12}C оказывается локализованным при $E = 24,9 \text{ МэВ}$. Это состояние соответствует

спин-изоспиновому дипольному резонансу в ядре ^{12}C . Его волновая функция является результатом смешивания многих конфигураций, однако с наибольшими амплитудами в нее входят $|(3/2)_1(1d_{3/2})\rangle$ и $|(1/2)_1(1d_{3/2})\rangle$ конфигурации [25], первая из которых соответствует спин-флиповому переходу $p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Для пика дипольного возбуждения ядра ^{12}C при $E = 22,8$ МэВ

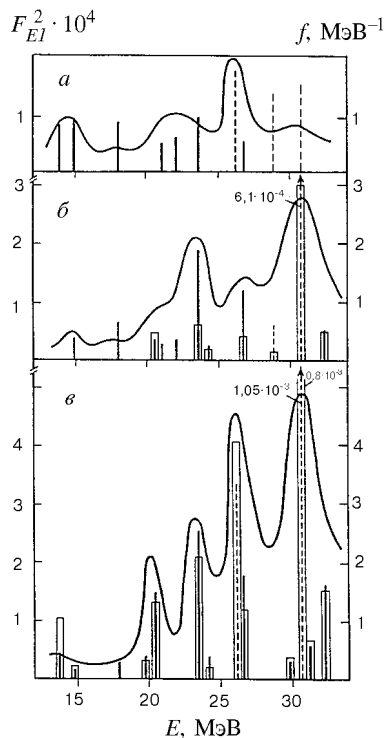


Рис. 7. Распределение по энергиям формфакторов $E1$ -возбуждений ядра ^{14}C при переданных импульсах 0,2 (а), 0,5 (б) и 1,0 fm^{-1} (в) [24]. Сплошные прямые — формфакторы состояний с изоспином 1, штриховые — формфакторы состояний с изоспином 2. Остальные обозначения те же, что на рис. 6

анализ дипольных возбуждений несколько осложняется существованием двух изоспиновых ветвей: $T_<$ и $T_>$. В этом смысле интересным объектом исследования дипольных резонансов является ядро ^{14}C , имеющее, с одной стороны, нулевой спин основного состояния, и, с другой стороны, отличный от нуля

продольный формфактор в диапазоне $0,2 < q < 1,5$ fm^{-1} примерно на порядок превышает поперечный, что является результатом доминирующего вклада в волновую функцию одночастичного перехода $p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$. Полученные более 20 лет назад экспериментальные данные [31] указывают на существенное превышение продольного формфактора над поперечным для максимума сечения при $E = 22,7$ МэВ.

Продольный формфактор состояния 1^- $E = 24,9$ МэВ, согласно результатам расчета, также несколько превышает поперечный, несмотря на большой вклад спин-флипового перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Это превышение связано с вкладами в возбуждение перехода $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, поскольку для него, в отличие от перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, $F_{C1}^2 > F_{E1}^2$. Значительная роль спин-флиповой компоненты в формировании этого резонанса проявляется, тем не менее, в том, что для него $(F_{C1}^2/F_{E1}^2)_{24,9} < (F_{C1}^2/F_{E1}^2)_{22,8}$. В связи со столь контрастным поведением $C1$ - и $E1$ -формфакторов в этих двух случаях очень желательным представляется более детальное экспериментальное исследование дипольных возбуждений ядра ^{12}C в (e, e') -реакции с разделением вкладов обоих формфакторов.

Для ядер с $T_i \neq 0$ микроскопический

изоспин ($T_i = 1$), что приводит к наличию двух ветвей мультипольных возбуждений: $T_f = 1$ и $T_f = 2$. Теоретический анализ фоторасщепления ядра ^{14}C , проведенный в [14] в варианте ЧСКЯ, дал неплохое согласие с данными фотонейтронных и фотопротонных [27—29] экспериментов для этого ядра. Полученное в [24] распределение интенсивностей $E1$ -формфакторов ядра ^{14}C при переданных импульсах, больших, чем "фототочка", представлено на рис.7. Как и в случае электрорасщепления ядра ^{12}C , при $q < 0,2 \text{ фм}^{-1}$ доминируют вклады конвекционного тока, и распределение поперечных формфакторов очень близко к картине фотоядерного дипольного резонанса, а при $q > 0,2 \text{ фм}^{-1}$ начинают преобладать состояния, в возбуждение которых большой вклад вносит спиновый ток. В частности, пики $1^-, T_f = 1, E = 23,4 \text{ МэВ}$ и $1^-, T_f = 2, E = 30,6 \text{ МэВ}$, определяющие картину сечения электровозбуждения при $q \approx 0,5 \text{ фм}^{-1}$ (рис.7,б), сформированы в основном конфигурациями, связанными с переходом $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$.

Рост средневзвешенной энергии $E1$ -возбуждений при увеличении q имеет место, как видно из табл.2, для обеих изоспиновых ветвей. Однако состояния $T_f = 2$ локализованы при более высоких энергиях возбуждения, чем состояния $T_f = 1$. В области переданных импульсов, близких к "фототочке" (рис.7,а), ветвь $T_<$ играет главную роль в формировании так называемых пигми-резонансов — относительно широких пиков, расположенных при низких энергиях, в то время как главный максимум дипольного резонанса связан с возбуждением ветви $T_>$. При дальнейшем увеличении q начинают отчетливо проявляться главные максимумы $T_<$ — ветви спин-изоспинового $E1$ -резонанса, отделенные от главных пиков $T_>$ энергетическим интервалом примерно $6 \div 7 \text{ МэВ}$ (рис.7,б,в). Следует, однако, отметить, что и в высокоэнергетической области ($E > 25 \text{ МэВ}$), когда основной вклад в сечение $E1$ -возбуждения вносит изоспиновая ветвь $T_>$, состояния с $T_<$, как видно из рис.7, также играют определенную роль. Это связано с более сильной фрагментацией по энергиям возбуждения ветви $T_<$ по сравнению с ветвью $T_>$.

Фрагментация сил мультипольных возбуждений в четно-четных ядрах $1p$ -оболочки является, в первую очередь, следствием распределения дырочных конфигураций ($1p_{3/2}^{-1}$) и ($1p_{1/2}^{-1}$) по состояниям кора. Для ядра ^{14}C отделение $1p$ -нуклона из основного состояния приводит к широкому спектру уровней ядер с $A = 13$. Для возбужденных состояний $1^-, T_f = 1$ главную роль в формировании волновых функций играют 9 состояний ядра ^{13}C и ^{13}B , имеющих заметную генеалогическую связь с основным состоянием ядра ^{12}C . Экспериментальное исследование реальной фрагментации возбужденных состояний ядра является проверкой не только надежности теоретического подхода вообще, но и введенной в расчеты структуры волновой функции основного состояния ядра.

Конфигурационная структура ветви $T_f = 2$ дипольных возбуждений ядра ^{14}C значительно проще, чем ветви $T_f = 1$, поскольку в ее формировании

участвуют только состояния $T' = 3/2$ ядер $A = 13$. В области максимума спин-изоспинового дипольного резонанса, при $q \approx 1 \text{ фм}^{-1}$, в ветви $T_f = 2$ доминируют два пика при энергиях 26,4 и 30,6 МэВ, первый из которых

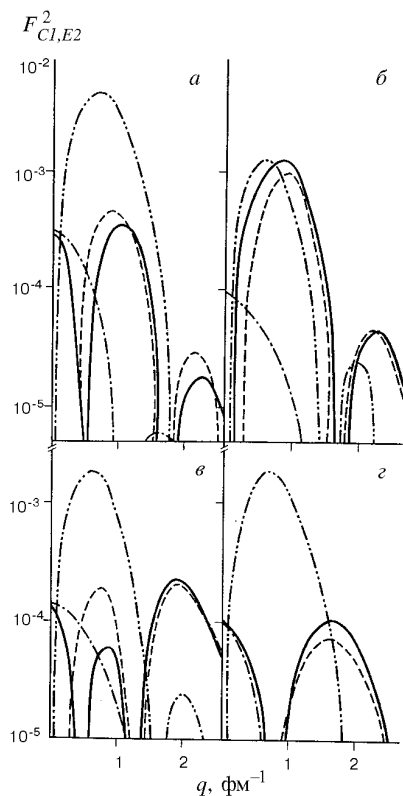


Рис. 8. $C1$ - и $E1$ -формфакторы четырех состояний 1^- ядра ^{14}C : а) уровень с $E = 26,4 \text{ МэВ}$, $T = 2$; б) $E = 30,6 \text{ МэВ}$, $T = 2$; в) $E = 13,7 \text{ МэВ}$, $T = 1$; г) $E = 14,7 \text{ МэВ}$, $T = 1$. Сплошные кривые — $E1$ -формфакторы, штриховые — вклады в них спин-дипольных мод, штрихпунктирные — орбитальные моды в $E1$. Штрихпунктирные с двумя точками — продольные формфакторы $C1$ [24]

также указывают на наличие максимума при $q \approx 1,8 \text{ фм}^{-1}$, что соответствует теоретическим предсказаниям.

возбуждается в основном за счет перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, являясь одновременно главным максимумом фото-ядерного дипольного резонанса, второй же, как отмечалось выше, соответствует практически полностью спин-флиповому переходу $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Поведение $C1$ - и $E1$ -формфакторов этих состояний показано на рис.8,а,б.

В отличие от высоколежащих состояний $T_f = 2$, пики дипольного возбуждения 1^- , $T_f = 1$, $E = 13,7 \text{ МэВ}$ и 1^- , $T_f = 1$, $E = 14,7 \text{ МэВ}$, соответствующие, вероятно, экспериментально наблюдаемому уровню 1^- , $T_f = 1$, $E = 13,62 \text{ МэВ}$ [30], являются сильно коллективизированными. $E1$ -формфакторы обоих этих состояний проходят через второй максимум при $q \approx 1,7-1,8 \text{ фм}^{-1}$, когда основную роль в формировании сечения электро-возбуждения играют резонансы высших мультипольностей. Согласно результатам проведенных на ускорителе Bates/MIT (e, e')-экспериментов при угле рассеяния 180° [30], пик в районе энергии возбуждения $13,5 \div 14 \text{ МэВ}$ действительно наблюдается при больших переданных импульсах, хотя и имеет довольно слабую интенсивность по сравнению с доминирующими в этой области $M4$ -резонансами. Приведенные в той же работе экспериментальные данные для q -зависимости формфактора состояния $13,62 \text{ МэВ}$

Как и в случае ^{12}C , экспериментальное исследование количественных соотношений продольного и поперечного формфакторов главных максимумов сечений дипольного электрорасщепления ^{14}C могло бы служить основой микроскопического анализа конфигурационной структуры волновых функций МР.

4. МАГНИТНЫЕ КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

В формировании $M2$ -резонансов легких ядер принимают участие как спиновые, так и конвекционные моды. В отличие от $E1$ -возбуждений вклады орбитальных токов в $M2$ -переходы весьма незначительны во всей области переданных импульсов ($B2$ на рис. 9 и 10).

Отличительной чертой магнитных квадрупольных возбуждений в ядрах является то, что вклады спинового тока в их формирование обусловлены двумя типами спиновых операторов: спин-дипольным $[Y_1 \times \hat{\sigma}]_2$ и спин-октупольным $[Y_3 \times \hat{\sigma}]_2$. Соответствующие им вклады в формфакторы обозначаются на рисунках как $A1$ и $A3$.

4.1. Одночастичные формфакторы $M2$ -возбуждений. Распределения квадратов одночастичных формфакторов переходов из $1p$ -оболочки показаны на рис.9.

В ядрах $1p$ -оболочки $M2$ -возбуждения реализуются пятью одночастичными переходами: $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$, $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. В случае перехода $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ отсутствует вклад конвекционного тока. Кроме того, спиновая мода этого перехода формируется только оператором $[Y_1 \times \hat{\sigma}]_2$. Таким образом, $M2$ -формфактор, обусловленный переходом $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$, является чисто спин-дипольным. В связи с этим его q -зависимость такая же, как и у спиновой компоненты соответствующего $E1$ -резонанса. В остальных $M2$ -переходах, хотя и присутствуют конвекционные токи, но их влияние незначительно. Наибольшую роль вклад орбитального тока играет в переходе $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, где интерференция орбитальной и спиновых компонент, имеющих при малых q сравнимые абсолютные величины и разные знаки, приводит практически к отсутствию заметного вклада $M2$ -формфактора в сечение электровозбуждения при $q < 0,6 \text{ фм}^{-1}$. Максимум формфактора этого перехода при переданных импульсах около $1,7 \text{ фм}^{-1}$ соответствует максимуму спин-октупольного вклада $A3$. Спин-октупольный оператор доминирует в $M2$ -переходах в $1d_{3/2}$ -подоболочку при переданных импульсах выше $1,2 \text{ фм}^{-1}$.

Поведение формфакторов $M2$ -возбуждений при малых переданных импульсах определяется преимущественно вкладами первых максимумов формфакторов одночастичных переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, которые сформированы практически только спин-дипольной модой.

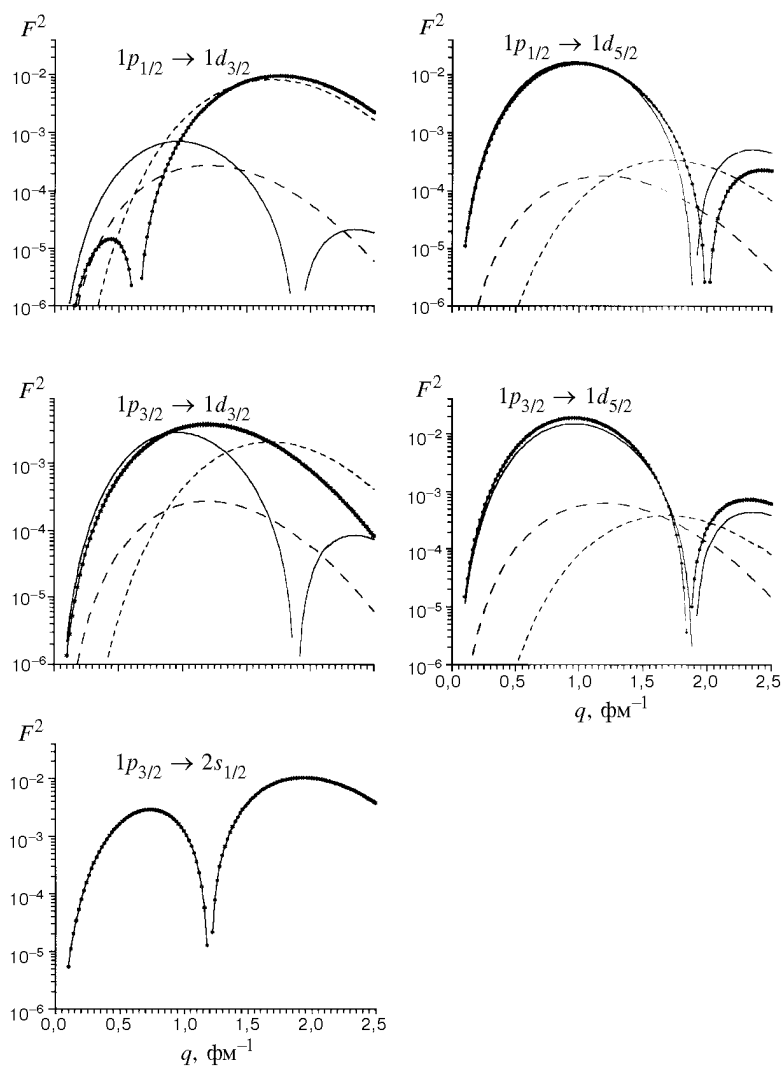


Рис. 9. Квадраты формфакторов одночастичных $M2$ -переходов в ядрах $1p$ -оболочки (расчет с параметром $b=1,67 \text{ фм}^{-1}$): (—) $A1$, (- - -) $A3$, (- -) $B2$, (●) $M2$

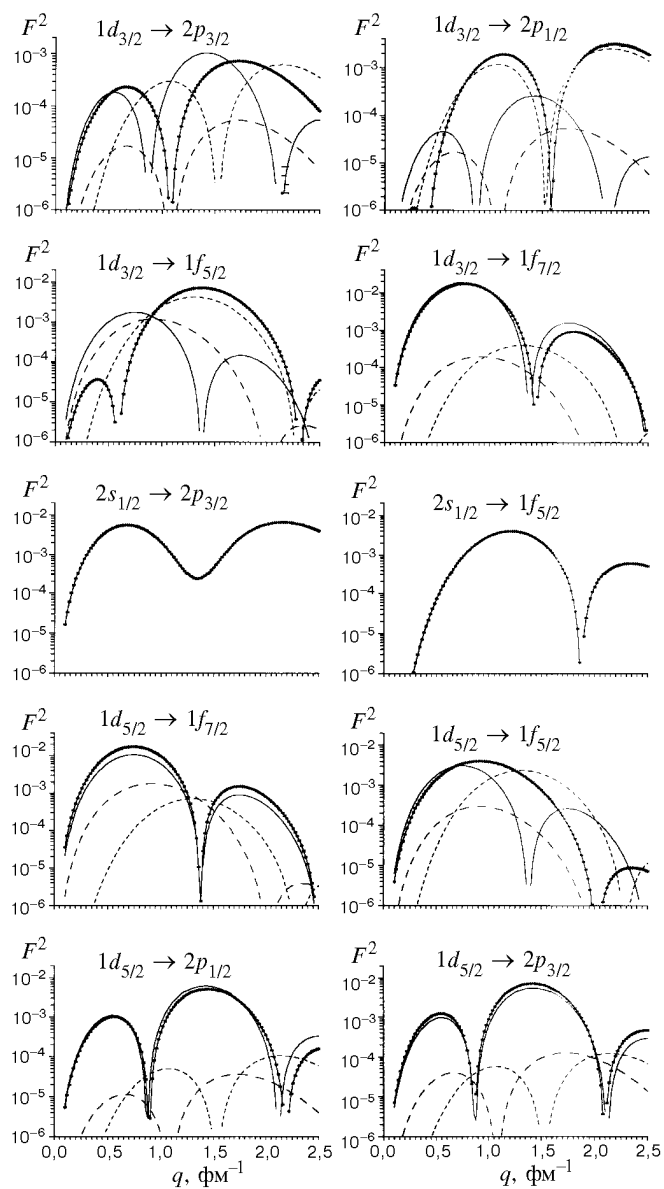


Рис. 10. Квадраты формфакторов одночастичных $M2$ -переходов в ядрах $1d-2s$ -оболочки (расчет с параметром $b=1,85 \text{ фм}^{-1}$). Остальные обозначения те же, что на рис.9

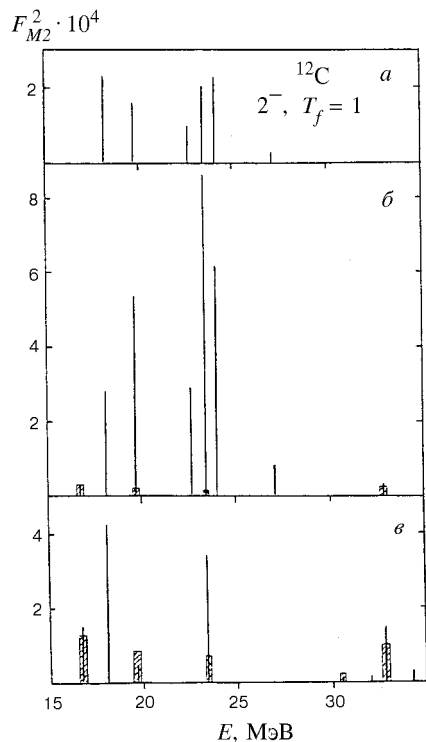


Рис. 11. Распределение по энергии формфакторов $M2$ -возбуждений ядра ^{12}C при переданных ядру импульсах $0,5$ (а), $1,0$ (б) и $1,7$ fm^{-1} (в) [34]. Заштрихованные столбики — вклады спин-октупольных мод

было прослежено для всех $M2$ -одночастичных переходов. Распределение мультипольных формфакторов при $g = 0,7g_{\text{bare}}$ остается близким к распределению их при $g = 1,0g_{\text{bare}}$, хотя значения квадратов формфакторов в максимумах снижаются вдвое. Вклады орбитальных токов при уменьшении g -факторов остаются на прежнем уровне, что в итоге приводит к небольшим сдвигам в положениях минимумов квадратов формфакторов. Выявленные изменения в их поведении слишком незначительны и не дают оснований надеяться на установление величин нуклонных g -факторов в ядерных возбуждениях путем анализа особенностей поперечных формфакторов.

4.2. $M2$ -резонансы электровозбуждения легких ядер. Проявления спин-дипольных и спин-октупольных мод $M2$ -возбуждений в электровозбуждении ядер $1p$ -оболочки относятся к эффектам, чувствительным к индивиду-

На рис.10 изображены q -зависимости квадратов формфакторов всех одночастичных $M2$ -переходов из оболочки $1d-2s$, здесь же показаны вклады орбитальной ($B2$) и спиновых ($A1 + A3$) компонент нуклонного тока. Очевидно, что для этих ядер, так же, как и для ядер $1p$ -оболочки, роль орбитальных токов в $M2$ -возбуждениях невелика. Наиболее заметным образом орбитальный ток проявляет себя в переходе $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$, где его деструктивная интерференция со спиновым током приводит к очень малым величинам $M2$ -формфактора вплоть до переданных ядру импульсов $q > 0,8$ fm^{-1} . Аналогичным образом объясняются очень малые величины $M2$ -формфакторов для перехода $1d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$ при низких значениях q . Для остальных формфакторов $M2$ -переходов роль орбитального тока проявляется в небольших сдвигах положения дифракционного минимума. Формфакторы переходов из $2s$ -подоболочки вообще не содержат вкладов орбитального тока.

Влияние g -факторов на значения и поведение формфакторов

альным свойствам конкретных ядер. Однако поведение $M2$ -формфакторов обладает некоторыми общими тенденциями, которые можно проследить на примере четных ядер.

На рис.11 представлены полученные в ЧСКЯ энергетические распределения $M2$ -формфакторов ядра ^{12}C [33,34] при $q=0,5; 1,0$ и $1,7 \text{ фм}^{-1}$. Следует отметить, что характерная для более тяжелых ядер тенденция к сдвигу средней энергии магнитных квадрупольных возбуждений вниз по отношению к средней энергии $E1$ -резонанса (см., например, [35]), в случае легких ядер проявляется не столь заметно в связи с менее значительной ролью коллективных эффектов для этих ядер.

На рис. 11 выделены вклады спин-октупольных компонент. Анализ вкладов спин-дипольных и спин-октупольных операторов спинового тока в $M2$ -возбуждения легких ядер показал, что спин-октупольные моды начинают играть значительную роль в $M2$ -возбуждениях при переданных ядру импульсах $q > 1,0 \text{ фм}^{-1}$. Вклады спин-октупольного оператора в $M2$ -резонансы достигают максимума при $q \approx 1,7 \text{ фм}^{-1}$. Их роль в магнитных квадрупольных возбуждениях велика, если в волновой функции данного состояния заметна доля конфигураций, соответствующих одночастичным переходам $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. В волновых функциях состояний, имеющих примерно в этой же области переданных импульсов ($q \approx 1,8 - 1,9 \text{ фм}^{-1}$) интенсивные максимумы спин-дипольной природы, должны доминировать одночастичные переходы $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$. Таким образом, картина электро-возбуждения $M2$ -резонансов при $1,5 < q < 2 \text{ фм}^{-1}$ определяется главным образом вкладами трех одночастичных переходов: $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$, $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$.

Таблица 3. Сдвиги средних энергий $M2$ -резонансов в ядрах $1p$ -оболочки

Ядро	^{12}C	^{14}C	^{14}C	^{14}N	^{15}N	^{15}N
Изоспин T	1	1	2	1	1/2	3/2
$\Delta E(\text{МэВ}) =$ $= \bar{E}(q=1,7 \text{ фм}^{-1}) - \bar{E}(q=0,5 \text{ фм}^{-1})$	0,6	3,5	6,1	1,7	2,4	3,1

Увеличение средней энергии $M2$ -резонансов при росте переданного ядру импульса отражено в табл.3 [16,34]. Рост средневзвешенной энергии $M2$ -возбуждений связан с увеличением относительных вкладов спин-октупольных переходов $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$. Другой причиной, частично обуславливающей сдвиг вверх средних энергий $M2$ -резонансов, является более высокая локализация по энергии переходов $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$.

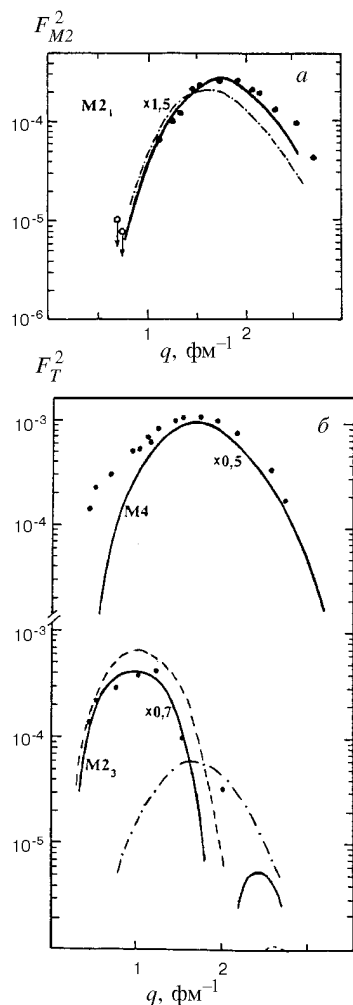


Рис. 12. Зависимость $M2$ -формфакторов некоторых уровней ядра ^{12}C от переданного импульса. а) $2^-, T = 1$ при $E = 16, 58$ МэВ; расчет — [34], экспериментальные данные — [37] (для низких q) и [38]; б) комплекс состояний ядра ^{12}C при $E = 19, 5$ МэВ. Экспериментальные данные работы [38], расчет $M2$ - и $M4$ -формфакторов — [34]

Рост средневзвешенной энергии $M2$ -возбуждений с увеличением вкладов спин-октупольной компоненты более заметным образом проявляется для средних ядер [36], где главную роль в возбуждении мультипольных резонансов играют коллективные эффекты. В ядрах, где степень коллективизации невелика, особенности генеалогической структуры делают картину распределения спин-дипольной и спин-октупольной мод $M2$ -резонансов не столь однозначной. Так, низший $2^-, T_f = 1$ уровень ядра ^{12}C ($E = 16, 58$ МэВ), q -зависимость которого изображена на рис.12,а вместе с данными (e, e') -экспериментов в Майнце [37] и Bates/MIT [38], оказывается в рамках ЧСКЯ сформированным в основном спин-октупольными компонентами [34]. Этот результат является следствием больших значений амплитуд $|(1/2)_1(1d_{3/2}) >$ и $|(3/2)_1(1d_{3/2}) >$ конфигураций в волновой функции низшего 2^- -уровня ядра ^{12}C . Согласно расчетам работ [38,39] в возбуждении этого уровня ядра ^{12}C главную роль играет конфигурация $|(3/2)_1(2s_{1/2}) >$.

Сравнение экспериментального поведения формфактора состояния $2^-, T_f = 1, E = 16, 58$ МэВ с q -зависимостями одночастичных $M2$ -формфакторов показывает, что переход $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ не может давать решающего вклада в возбуждение этого состояния, поскольку это привело бы к появлению двух сравнимых по величине максимумов формфактора при $q \approx 0, 7$ и 2 fm^{-1} , а это не соответствует экспериментальной картине. Данные [37] указывают на присутствие в области малых q очень слабого первого максимума в формфакторе состояния с $E = 16, 58$ МэВ (рис.9,а). Это означает, что реалистическая волновая функция данного состояния, наряду с

конфигурациями $|(1/2)_1(1d_{3/2})\rangle$ и $|(3/2)_1(1d_{3/2})\rangle$, должна содержать с небольшой амплитудой и конфигурацию $|(3/2)_1(2s_{1/2})\rangle$, ответственную за формирование первого максимума. Отметим, что высказанное в [37] предположение об интерференции спинового и орбитального токов как о возможной причине подавления первого максимума представляется маловероятным в связи с незначительной ролью орбитальных токов в возбуждении $M2$ -переходов (а для перехода $1p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ в приближении ВФГО этот вклад вообще равен нулю). Анализ особенностей экспериментального формфактора и сравнение его с одночастичными формфакторами является, таким образом, одним из возможных способов решения задачи о структуре волновых функций возбужденных состояний легких ядер.

Подобная конфигурационная структура предсказывается расчетами ЧСКЯ и для низколежащего уровня $2^-, T_f = 1, E = 14,72$ МэВ в ядре ^{14}N , который является результатом связи двух валентных нуклонов с состоянием $2^-, T_f = 1, E = 16,58$ МэВ ядра ^{12}C . Экспериментальное поведение формфактора уровня $E = 14,72$ МэВ [40] неплохо воспроизводится расчетами в варианте ЧСКЯ [33] (рис.13,а).

В ядре ^{14}C , согласно результатам [33,42], также должен иметься низколежащий $2^-, T_f = 1$ уровень спин-октупольной природы. На рис.13,б приведена q -зависимость формфактора этого состояния в сравнении с данными эксперимента [41] для уровня 15,96 МэВ ядра ^{14}C . Хотя в [41] квантовые числа для пика 15,96 МэВ определены не были, поведение его формфактора соответствует теоретической q -зависимости формфактора низшего по энергии $2^-, T_f = 1$ состояния в расчете [33].

Таким образом, расчетами ЧСКЯ предсказывается для всех трех ядер наличие низколежащих $2^-, T_f = 1$ состояний, в волновых функциях которых значительную роль играют конфигурации $|(1/2)_1(1d_{3/2})\rangle$ и

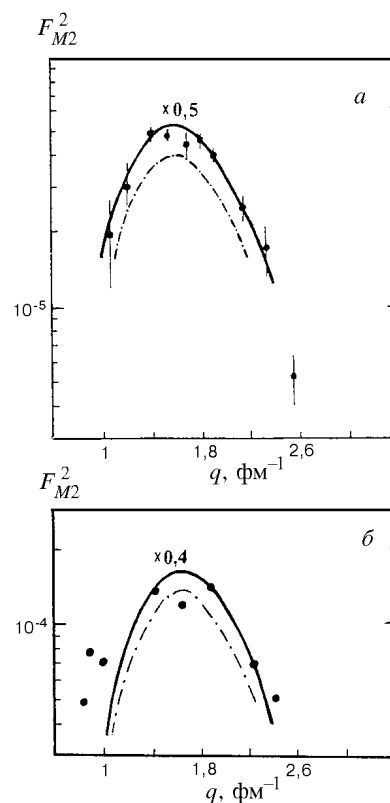


Рис. 13. Формфакторы низколежащих $2^-, T_f = 1$ состояний ядер ^{14}N (а) и ^{14}C (б). Экспериментальные точки — [39] (а) и [41] (б)

$|(3/2)_1(1d_{3/2}) >$. В формфакторах соответствующих $M2$ -переходов доминируют спин-октупольные моды спинового тока. Присутствие спин-октупольной моды объясняет прохождение формфакторов этих состояний через максимум при переданных ядру импульсах около $1,7 \text{ фм}^{-1}$.

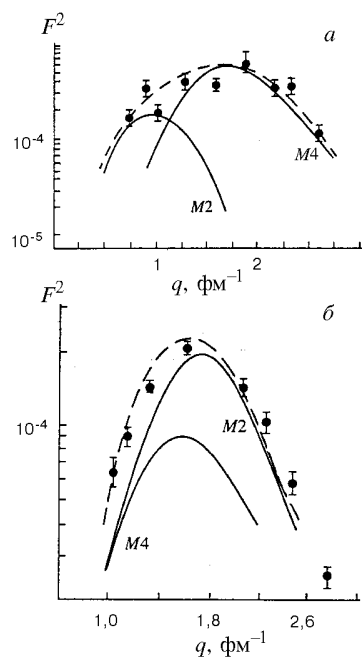


Рис. 14. $M2$ - и $M4$ -формфакторы уровней ядра ^{14}C при $E=24,4 \text{ МэВ}$ (а) и ^{14}N при $E=20,1 \text{ МэВ}$ (б) [42]. Экспериментальные данные — [41] (а), [40] (б)

критерием адекватности модельного описания конфигурационной структуры состояний. Дополнительным методом идентификации квантовых чисел и конфигурационной структуры возбужденного состояния является исследование парциальных каналов распада [42].

На рис.14 показаны формфакторы уровней $24,4 \text{ МэВ}$ в ядре ^{14}C по данным [30] и уровня $20,1 \text{ МэВ}$ в ядре ^{14}N по данным [40] совместно с результатами расчета в варианте ЧСКЯ [42]. Теоретические расчеты для ядра ^{14}C приводят к выводу о том, что поведение формфактора уровня при энергии $24,4 \text{ МэВ}$ является, аналогично рассмотренному выше примеру с комплексом при $19,5 \text{ МэВ}$ ядра ^{12}C , результатом сложения формфакторов двух состояний:

На рис.12,б приведены q -зависимости рассчитанных в ЧСКЯ формфакторов уровней 2^- , $T_f = 1$, $E = 19,35 \text{ МэВ}$ и 4^- , $T_f = 1$, $E = 19,59 \text{ МэВ}$ ядра ^{12}C [17] совместно с экспериментальными данными [38] для комплекса при $19,5 \text{ МэВ}$. В возбуждении уровня 2^- главную роль играет конфигурация $|(3/2)_1(1d_{5/2}) >$, соответствующая $M2$ -переходу $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, в котором господствует спин-дипольная мода. (Отметим, что в случае $M4$ -возбуждения матричный элемент этого перехода сформирован только спин-октупольным оператором $[Y_3 \times \hat{\sigma}]_4$, в связи с чем q -зависимость $M4$ -формфактора уровня $19,59 \text{ МэВ}$ существенно отличается от q -зависимости $M2$ -формфактора.) Наблюдаемая картина поведения формфактора является, таким образом, результатом наложения $M2$ - и $M4$ -возбуждений.

Поведение формфакторов $M2$ -переходов, возбуждаемых в основном за счет спин-октупольных компонент, напротив, оказывается близким к поведению $M4$ -формфакторов. Поэтому соответствие теоретического поведения формфакторов возбужденных состояний экспериментальным данным не может служить единственным

$2^-, T=1$ и $4^-, T=2$. Вклад первого из уровней в возбуждение суммарного формфактора проявляется при малых переданных импульсах. В формфактор этого состояния вносят значительные вклады одночастичные формфакторы переходов $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, проходящие через максимум при $q = 1,0 \text{ фм}^{-1}$.

Уровень с энергией 20,1 МэВ в ядре ^{14}N , согласно расчету [42], формируется вкладами $4^-, T=1$ и $3^-, T=1$ состояний. В электровозбуждении первого из них участвует только $M4$ -формфактор, в то время как второй уровень возбуждается за счет $M2$ -переходов спин-октупольного типа. На присутствие как $M4$ -, так и $M2$ -компонент в этом резонансном возбуждении указывают также данные экспериментов по рассеянию пионов [40].

Для мультипольных резонансов нечетных ядер $1p$ -оболочки характерна весьма сложная структура сечений, что является следствием наличия двух изоспиновых ветвей возбуждения ($T_< = 1/2$ и $T_> = 3/2$), каждая из которых, в свою очередь, имеет несколько ветвей, соответствующих разным значениям полного момента J_f .

Для ядра ^{15}N распределение по энергиям $1\hbar\omega$ -резонансов разной мультипольности было показано на рис.2. В $M2$ -возбуждении этого ядра участвуют 62 состояния с $J_f = 3/2$ и $5/2$. При росте переданного ядру импульса возрастает вклад в $M2$ -возбуждения спин-октупольной моды и в связи с

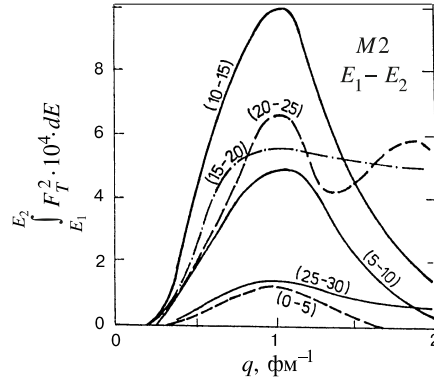


Рис. 15. Зависимость от переданного импульса $M2$ -формфакторов ядра ^{15}N [16]

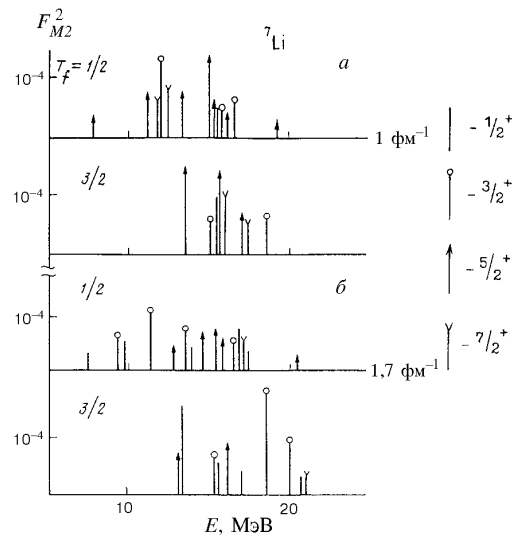


Рис. 16. Распределение по энергиям возбуждения $M2$ -формфакторов ядра ^7Li при $q = 1,0 \text{ фм}^{-1}$ (а) и $1,7 \text{ фм}^{-1}$ (б) [20]

этим растёт роль состояний, расположенных выше по энергии. Этот факт отражен в сдвиге средней энергии возбуждения (табл.3) и в изменении вкладов в полное сечение возбуждения $M2$ -формфакторов, проинтегрированных по определенному энергетическому интервалу (рис.15).

Магнитные квадрупольные возбуждения ядра ${}^7\text{Li}$ имеют наиболее сложную структуру, включающую в себя 8 ветвей возбуждения. Их энергетическое распределение представлено на рис.16 по данным расчета в варианте ЧСКЯ [20]. Большое количество ветвей возбуждения приводит к довольно хаотическому распределению сил $M2$ -переходов, но некоторые общие закономерности, упомянутые выше при анализе мультипольных возбуждений, проявляются и здесь. В частности, заметна более сильная фрагментация ветви $T_{<}$ по сравнению с ветвью $T_{>}$, а также более высокая средняя энергия возбуждения ветви $T_{>}$. Наблюдается и увеличение средневзвешенной энергии $M2$ -возбуждений при росте q , связанное с возрастанием вкладов спин-октупольной компоненты.

5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ОКТУПОЛЬНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Исследование одночастичных $E3$ -формфакторов легких ядер показывает, что в возбуждении соответствующих мультипольных резонансов участвует, главным образом, спин-октупольная мода.

Результаты расчетов одночастичных формфакторов $E3$ и $C3$ для ядер $1p$ -оболочки показаны на рис.17. На рисунках выделены также вклады орбитальных и спиновых токов в $E3$ -формфактор. Возбуждение $E3$ -резонансов в ядрах $1p$ -оболочки происходит главным образом за счет спинового тока. Для перехода $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$ вклад орбитального тока в октупольное возбуждение практически отсутствует, что приводит к подобию q -зависимостей поперечного и продольного формфакторов. Для двух других $E3$ -переходов из $1p$ -оболочки интерференция орбитального и спинового тока при малых переданных импульсах проявляется в возникновении недифракционного минимума $E3$ -формфактора. Для октупольных возбуждений тех состояний ядер $1p$ -оболочки, в которых доминируют переходы $1p_{1/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ и $1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$, следствием интерференции орбитального и спинового токов должно явиться очень большое значение отношений квадратов $C3$ - и $E3$ -формфакторов в области малых переданных ядру импульсов.

На рис.18 показаны результаты расчетов формфакторов октупольных возбуждений ядер $1d - 2s$ -оболочки [43]. Для этих переходов наиболее заметным проявлением интерференции орбитального и спинового токов является минимум $E3$ -формфактора перехода $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ при $q = 0,75 \text{ фм}^{-1}$ и, как следствие появления этого недифракционного минимума, малые значения поперечных формфакторов $E3$ по сравнению с продольными $C3$ для всех возбужденных состояний, где этот переход превалирует.

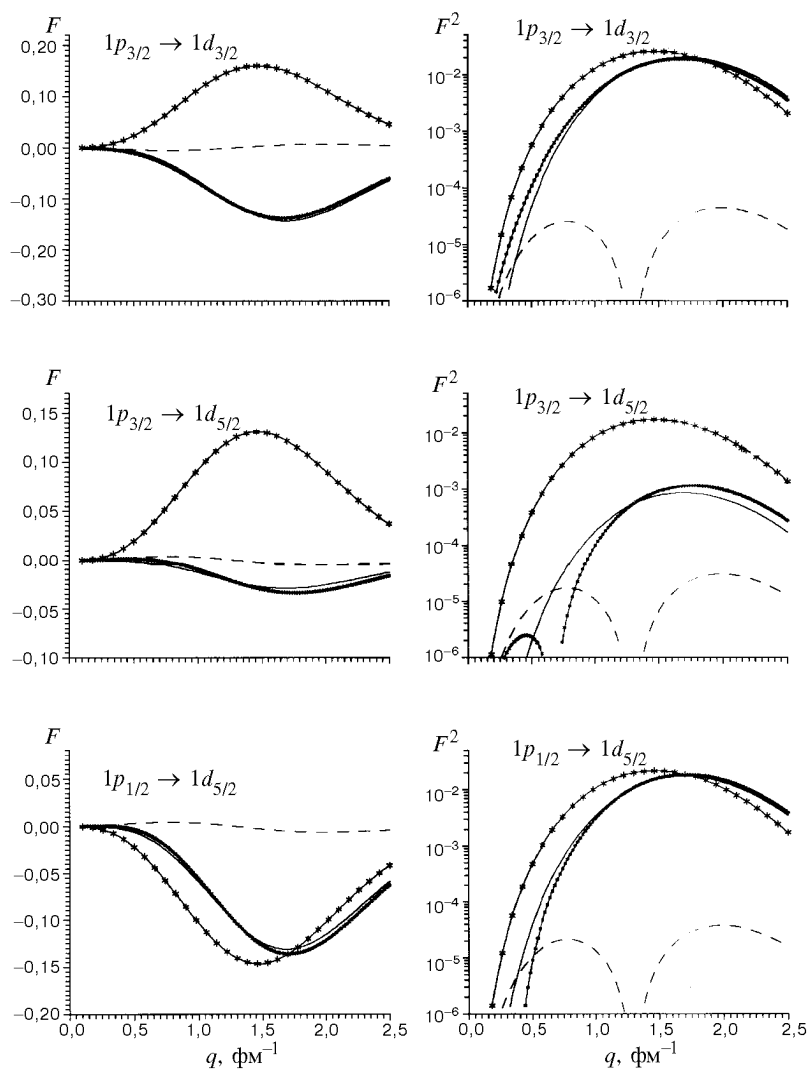


Рис. 17. Октупольные одночастичные возбуждения ядер $1p$ -оболочки. Слева — поперечные формфакторы $E3$ (толстые сплошные линии) и вклады в них орбитальных (штриховая) и спиновых (тонкая сплошная линия) компонент тока. Кривые со звездочками — продольные $C3$ -формфакторы. Справа — квадраты тех же формфакторов в логарифмическом масштабе ($b=1,67 \text{ фм}^{-1}$)

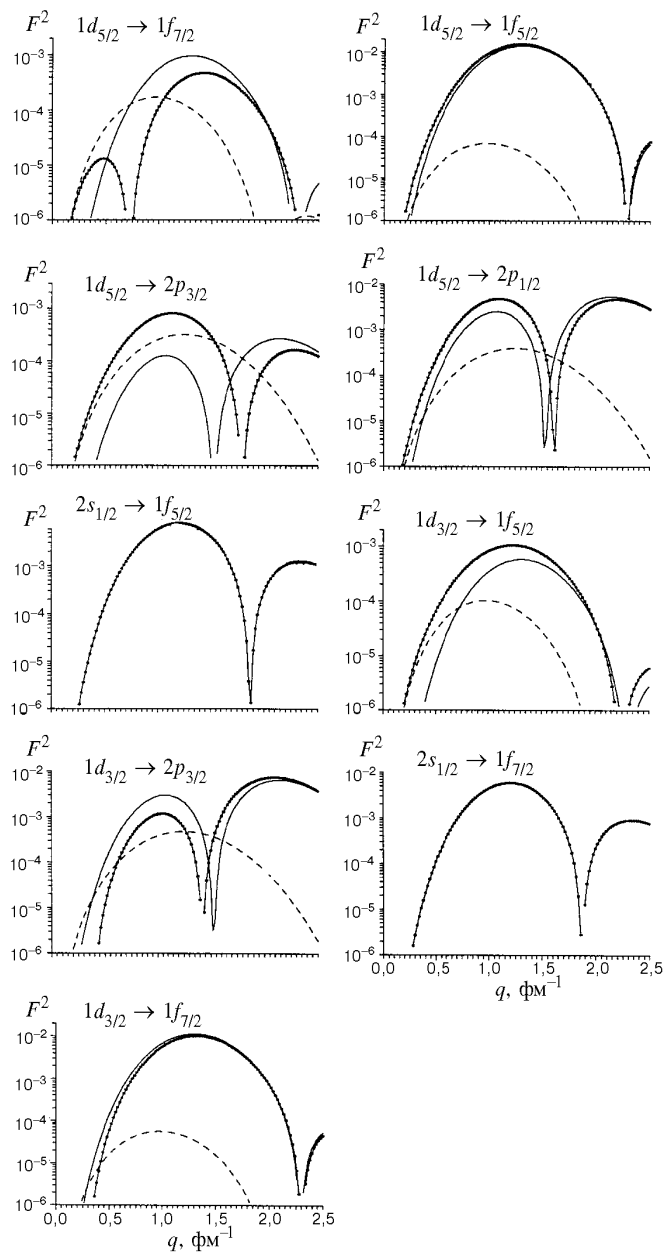


Рис. 18. Квадраты формфакторов одночастичных октупольных возбуждений ядер $1d$ – $2s$ -оболочки. Обозначения те же, что на рис.17 ($b=1,85 \text{ фм}^{-1}$)

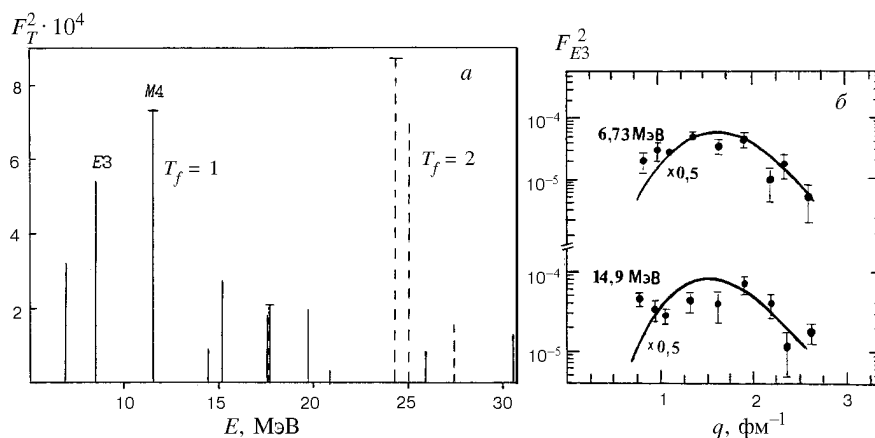


Рис. 19. Распределение по энергиям формфакторов $E3$ - и $M4$ -возбуждений ядра ^{14}C при $q=1,7 \text{ фм}^{-1}$ (а); зависимость формфакторов $E3$ -возбуждений уровней ядра ^{14}C от переданного импульса и экспериментальные данные [30] (б)

Для переходов $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{7/2}$, $1d_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ и $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ вклад орбитального тока в $E3$ -возбуждение невелик, структура поперечного формфактора определена вкладом спинового тока, и поэтому $E3$ - и $C3$ -формфакторы имеют близкие q -зависимости. Для переходов из $2s$ -оболочки вклады орбитального тока в $E3$ -формфактор вообще отсутствуют.

На рис.19,а показано энергетическое распределение сил $E3$ - и $M4$ -переходов для ядра ^{14}C (расчет ЧСКЯ) в области максимумов соответствующих формфакторов. Анализ q -зависимостей формфакторов двух состояний, обнаруженных в эксперименте [30] при рассеянии электронов назад, совместно с результатами расчета [25] (рис.19,б) подтверждает предположение, что оба состояния имеют квантовые числа 3^- , $T=1$.

Распределение по энергиям октупольных изовекторных резонансов в сечениях электровозбуждения легких ядер изучено довольно плохо. Это связано со значительной фрагментацией сил этих мультипольных возбуждений. В ядрах $1p$ -оболочки интенсивности $E3$ -резонансов, согласно расчетам, сравнимы с интенсивностями $M4$ -резонансов, формфакторы которых проходят через максимум при тех же примерно значениях переданного ядру импульса (рис.1 и 2). Но экспериментально наблюдаемые силы отдельных $E3$ -максимумов сечений электровозбуждения значительно ниже, чем для $M4$ -переходов в тех же ядрах. Можно предположить, что взаимодействие "входных" одночастичных возбуждений с более сложными конфигурациями сильнее для $E3$ -, чем для $M4$ -резонансов. Частично это явление можно объяснить более высокой локализацией $E3$ -резонансов по энергетической оси, поскольку

плотность состояний при увеличении энергии возбуждения растет. Однако количественная интерпретация сравнительного распределения сил $E3$ - и $M4$ -резонансов даже в легких ядрах остается пока нерешенной проблемой.

6. ВЫСОКОСПИНОВЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Для $1\hbar\omega$ -переходов в легких ядрах максимальная мультипольность возбуждения достигается в магнитных резонансах MJ_{\max} . На уровне "входных" возбуждений этим резонансам соответствует единственный одночастичный переход ($1p_{3/2} \rightarrow 1d_{5/2}$ в $1p$ -оболочке и $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ в $1d-2s$). Формфакторы состояний максимального спина не содержат вкладов орбитального тока и генерируются только спин-октупольным оператором нуклонного тока. Эффективные сечения возбуждения состояний с максимальным спином J в реакциях с различными пробными частицами являются функцией одного и того же матричного элемента спин-углового оператора $[Y_{J-1} \times \hat{\sigma}]_J$. Поэтому сравнительный анализ MJ_{\max} возбуждений в реакциях с электронами и адронами позволяет отделить эффекты ядерной структуры от динамики взаимодействия пробной частицы с ядром [8]. Наконец, простота структуры "входных" состояний и возможность извлечения спектроскопической информации из анализа реакций делают эти возбуждения объектом, на котором проверяются модельные приближения теории ядра.

$M4$ -переходы в ядрах $1p$ -оболочки были рассмотрены в версии ЧСКЯ в работах [13,16,17] и обзоре [9]. Полученное в этой модели распределение по энергиям сил $M4$ -переходов для ядер $1p$ -оболочки позволило объяснить многие детали экспериментальных сечений. На рис.12 изображена зависимость $M4$ -формфактора от переданного импульса для ядра ^{12}C . Расчет с ВФГО удовлетворительно воспроизводит ход экспериментального формфактора при $q < 2,5 \text{ фм}^{-1}$.

$M4$ -переходы в ядрах $1d-2s$ -оболочки не являются чисто спиновыми возбуждениями, хотя вклад орбитальных токов в их формфакторы очень невелик (рис.20). Вклады спиновых токов в эти формфакторы генерируются двумя спин-угловыми операторами: $[Y_3 \times \hat{\sigma}]_4$ ($A3$ на рисунках) и $[Y_5 \times \hat{\sigma}]_4$ ($A5$). Большинство формфакторов $M4$ -переходов в ядрах $1d-2s$ -оболочки имеют максимумы в той же области переданных импульсов, что $E5$ - и $M6$ -формфакторы (рис.21 и 22) [44].

В формфакторах $E5$ -переходов доминируют вклады спиновой моды $A5$, вклад $A3$ отсутствует. Поведение продольных $C5$ - и поперечных $E5$ -формфакторов подобно, и соответствующие им кривые проходят через максимум при $q = 1,8 \text{ фм}^{-1}$, т.е. там же, где имеет максимум $M6$ -формфактор. Положение этого максимума надежно установлено в эксперименте [45]. Согласование расчетов с ВФГО с поведением экспериментального формфактора достигается при параметре $b = 1,85 \text{ фм}^{-1}$, который использовался во всех расчетах

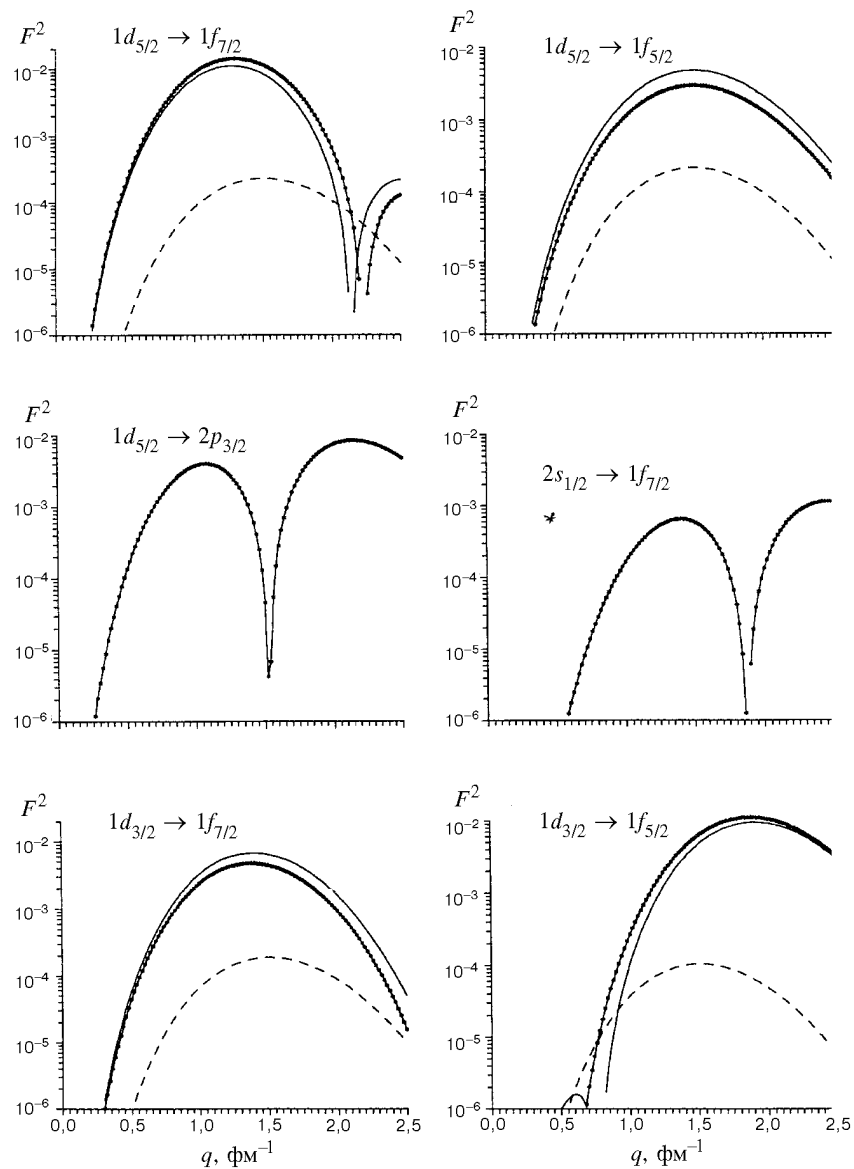


Рис. 20. Квадраты формфакторов одночастичных $M4$ -переходов в ядрах $1d-2s$ -оболочки. Сплошные тонкие линии — вклады спиновых токов, штриховые линии — вклады орбитального тока. Сплошная толстая с точками — формфактор $M4$ (расчет с параметром $b=1,85 \text{ фм}^{-1}$)

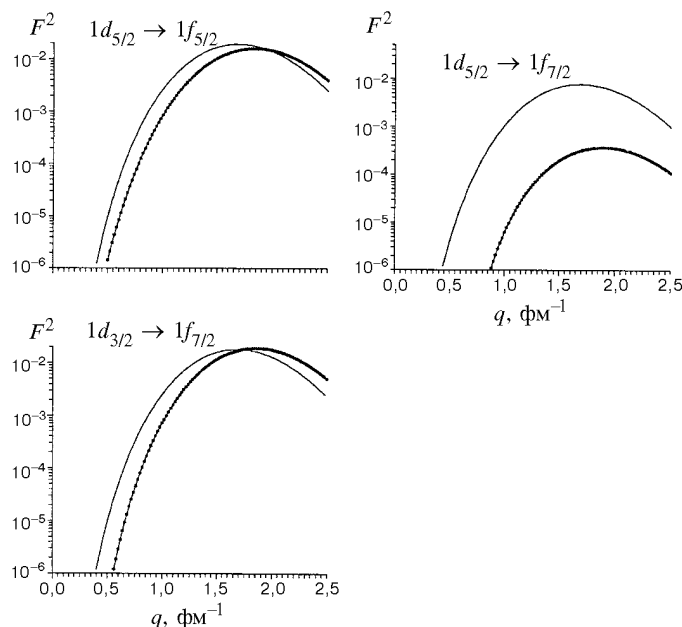


Рис. 21. Квадраты формфакторов одночастичных $E5$ -переходов в ядрах $1d-2s$ -оболочки. Тонкие линии — продольный $C5$ -формфактор, толстые линии с точками — поперечный $E5$ -формфактор ($b=1,85 \text{ фм}^{-1}$)

одночастичных формфакторов ядер $1d-2s$ -оболочки, показанных на рис.4, 10, 18 и в данном разделе.

Таким образом, для ядер $1d-2s$ -оболочки очень близкие q -зависимости формфакторов имеют $M4$ -, $E5$ - и $M6$ -возбуждения, что является следствием преобладания в них спиновой моды $A5$. Если $E5$ -переходы могут быть идентифицированы путем исследования электронного рассеяния вперед, где в сечении возбуждения того же МР будет замечен $C5$ -формфактор, то разделение $M4$ - и $M6$ -формфакторов требует более детального анализа. Как показало соответствующее исследование $M2$ - и $M4$ -переходов в $1p$ -оболочке [42], одним из способов их разделения является изучение распадных свойств мультипольного резонанса.

Простота структуры "входных" возбуждений для резонансов MJ_{\max} делает их очень удобным объектом исследований эффектов фрагментации сил МР. Проведенные в последние годы эксперименты по изучению $M6$ -резонансов в ядрах $1d-2s$ -оболочки [45—47] являются в этом отношении весьма информативными. Например, сравнение $M6$ -резонансов в ядрах ^{28}Si и ^{32}S показывает, сколь важную роль играет взаимодействие "входного" возбужде-

ния $1d_{5/2} \rightarrow 1f_{7/2}$ с нуклонами-спектаторами $2s$ -подоболочки в формировании сложной структуры $M6$ -резонанса в ядре ^{32}S .

Важным итогом исследований резонансов MJ_{\max} является вывод о возможности количественной интерпретации сил этих переходов. Сравнение экспериментальных результатов для суммарных сечений возбуждения состояний максимального спина с теоретическими оценками на первом этапе исследований показало значительное превышение теоретических результатов над экспериментальными. Для легких ядер их отношение ("фактор подавления") было около 0,3. В этой ситуации предположение о перенормировке нуклонных g -факторов в ядерной материи приводило к гораздо лучшему согласию с экспериментом — величина квадрата формфактора в максимуме снижалась вдвое. Однако учет более реалистических волновых функций основного и возбужденных состояний ядра в значительной степени уменьшает различие теории и эксперимента [9] и без перенормировки g -факторов. Это количественное различие вообще исчезает, если расчет матричных элементов одночастичных операторов спинового тока проводится с нуклонными функциями в яме конечной глубины [19].

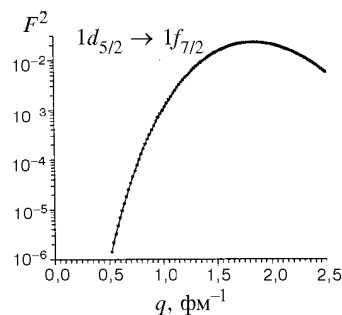


Рис. 22. Квадрат одночастичного формфактора $M6$ -перехода ($b = 1,85 \text{ фм}^{-1}$)

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные итоги проведенного анализа формфакторов $1\hbar\omega$ -возбуждений легких ядер и вклада в них орбитальных и спиновых компонент ядерного тока могут быть сведены к следующим тезисам.

1. Для всех мультипольных резонансов характерно усиление роли спиновых компонент ядерного нуклонного тока при росте переданного ядру импульса.
2. Относительная доля вкладов спиновых компонент нуклонного тока в поперечные формфакторы увеличивается с ростом мультипольности резонанса, достигая 100 % для переходов MJ_{\max} .
3. Орбитальный ток определяет поведение поперечных формфакторов электрических дипольных резонансов в области малых переданных импульсов.
4. Для ряда одночастичных $E1$ -, $M2$ - и $E3$ -переходов деструктивная интерференция спиновых и орбитальных компонент ядерного тока приводит к появлению нулей поперечных формфакторов, имеющих недифракционное происхождение.

5. Сравнение q -зависимостей продольных и поперечных формфакторов для электрических мультипольных резонансов может служить способом идентификации конфигурационной структуры возбужденного состояния.

6. Средние энергии резонансов, в формировании которых принимает участие несколько компонент тока, растут с увеличением переданного ядру импульса. Этот сдвиг является следствием изменения относительной роли разных мультипольных операторов ядерного тока в поперечных формфакторах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. De Forest T., Walecka J.D. — Adv. Phys., 1966, v.215, p.1.
2. Donnelly T.W., Walecka J.D. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v.225, p.329.
3. Donnelly T.W. — Phys. Rev. C, 1970, v.1, p.833.
4. Plum M.A., Lindgren R.A., Dubach J. et al. — Phys. Rev. C, 1989, v.40, p.1861.
5. Ravenhall D.G., Yennie D.R. — Proc. Phys. Soc. London A, 1957, v.70, p.857.
6. Petrovich F., Howell R.H., Poppe C.H. et al. — Nucl. Phys. A, 1982, v.383, p.355.
7. Petrovich F., Carr J.A., McManus H. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1986, v.36, p.29.
8. Lindgren R.A., Petrovich F. — Spin Excitations in Nuclei. N.Y., Plenum, 1984, p.323.
9. Гончарова Н.Г. — ЭЧАЯ, 1992, т.23, с.1715.
10. Goncharova N.G., Yudin N.P. — Phys. Lett. B, 1969, v.29, p.272;
Гончарова Н.Г., Юдин Н.П. — ЯФ, 1970, т.12, с.725.
11. Гончарова Н.Г. — Ядерная физика, 1972, т.15, с.242.
12. Гончарова Н.Г., Киссенер Х.Р., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1985, т.16, с.773.
13. Golzov A.N., Goncharova N.G., Kissener H.R. — Nucl. Phys. A, 1987, v.462, p.376.
14. Goncharova N.G., Golzov N.G., Kissener H.R. — Nucl. Phys. A, 1987, v.462, p.367.
15. Kissener H.R., Rotter I., Goncharova N.G. — Fortschr. Phys., 1987, v.35, p.277.
16. Goncharova N.G., Spevak V.J., Kissener H.R. — Nucl. Phys. A, 1990, v.516, p.15.
17. Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1990, т.51, с.1281.
18. Lindgren R.A., Leuschner M., Clausen B.L. et al. — Can.J.Phys., 1987, v.65, p.666.
19. Clausen B.L., Peterson R.J., Lindgren R.A. — Phys. Rev. C, 1988, v.38, p.589.
20. Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1991, т.54, с.920.
21. Luettge C., von Neumann-Cosel P., Neumeyer F. et al. — Phys. Rev. C, 1996, v.53, p.127.
22. Eramzhyan R.A., Gmitro M., Kissener H.R. — Nucl. Phys. A, 1980, v.338, p.436.
23. Eramzhyan R.A., Goncharova N.G. — Zeitschr. Phys. A, 1982, v.306, p.89.
24. Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. — ЯФ, 1993, т.56, с.26.
25. Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г. — Изв. РАН, сер. физ., 1994, т.58, с.149.
26. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Неудачин В.Г., Эрамжян Р.А. — ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.905.
Eramzhyan R.A., Ishchanov B.S., Kapitonov I.M., Neudachin V.G. — Phys. Rep., 1986, v.136, p.229.
27. Kuo P.C.K., McNeil K.G., Sherman N.K. — Phys. Rev. C, 1985, v.31, p.318.
28. McLean D.J., Thompson M.N., Zubanov D. — Phys. Rev. C, 1991, v.41, p.1137.
29. Rywell R.E., Berman V.L., Woodworth J.G. et al. — Phys. Rev. C, 1985, v.32, p.384.
30. Plum M.A., Lindgren R.A., Dubach J. et al. — Phys. Rev. C, 1989, v.40, p.1861.
31. Yamaguchi A., Terasawa T., Nakahara K., Torizuka Y. — Phys. Rev. C, 1971, v.3, p.1750.
32. Гончарова Н.Г., Рыбкин С.В. — Изв. РАН, сер. физ., 1997, т.61, с.832.

33. **Arakelyan E.R., Goncharova N.G.** — Proceedings Intern. Nuclear Physics Conf., Wiesbaden, 1992, 1.4.34.
34. **Arakelyan E.R., Goncharova N.G.** — Z. Phys. A, 1994, v.348, p.71.
35. **Ponomarev V.Yu., Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I.** — Nucl. Phys. A, 1979, v.323, p.446.
36. **Гончарова Н.Г.** — Микроскопическое описание мультипольных возбуждений легких и средних ядер. Автореферат дисс. М., Изд. МГУ, 1990.
37. **Deutschmann U., Lahm G., Neuhausen R., Bergstrom J.C.** — Nucl. Phys. A, 1983, v.411, p.356.
38. **Hicks R.S., Flanz J.B., Lindgren R.A., Peterson G.A. et al.** — Phys. Rev.C, 1984, v.30, p.1.
39. **Millener D.J., Kurath D.** — Nucl. Phys. A, 1975, v.255, p.315.
40. **Bergstrom J.C., Neuhausen R., Lahm G.** — Phys. Rev. C, 1984, v.29, p.1168.
41. **Plum M.A., Lindgren R.A., Dubach J. et al.** — Phys. Rev. C, 1989, v.40, p.1861.
42. **Аракелян Э.Р., Гончарова Н.Г.** — ЯФ, 1996, т.59, с.52.
43. **Гончарова Н.Г., Джиоев А.А.** — Вестник МГУ, 1997, No.5, с.30.
44. **Гончарова Н.Г., Джиоев А.А.** — Тезисы 48 совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. М., 1998, с.89,90.
45. **Yen S., Drake T.E., Kowalski S. et al.** — Phys. Lett., 1992, v.B289, p.22
46. **Clausen B.L., Lindgren R.A., Farkhondeh M. et al.** — Phys. Rev. Lett., 1990, v.65, p.547.
47. **Clausen B.L., Peterson R.J., Kormanyos C. et al.** — Phys. Rev. C, 1993, v.48, p.1632.